



**Titre:** Voies d'optimisation du bruit magnétique de microfils amorphes  
Title: appliqués à la magnétométrie à magnétoimpédance géante

**Auteur:** Nicolas Teyssedou  
Author:

**Date:** 2015

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Teyssedou, N. (2015). Voies d'optimisation du bruit magnétique de microfils amorphes appliqués à la magnétométrie à magnétoimpédance géante [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.  
Citation: <https://publications.polymtl.ca/1882/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/1882/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de recherche:** David Ménard, & Arthur Yelon  
Advisors:

**Programme:** Génie physique  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

VOIES D'OPTIMISATION DU BRUIT MAGNÉTIQUE DE MICROFILS AMORPHES  
APPLIQUÉS À LA MAGNÉTOMÉTRIE À MAGNÉTOIMPÉDANCE GÉANTE

NICOLAS TEYSSÉDOU  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE PHYSIQUE)  
AOÛT 2015

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

VOIES D'OPTIMISATION DU BRUIT MAGNÉTIQUE DE MICROFILS AMORPHES  
APPLIQUÉS À LA MAGNÉTOMÉTRIE À MAGNÉTOIMPÉDANCE GÉANTE

présenté par : TEYSSÉDOU Nicolas

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. PETER Yves-Alain, Doctorat, président

M. MÉNARD David, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. YELON Arthur, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. WERTHEIMER Michael, D. Sc. A., membre

*À mes parents, Alberto et Esther  
mon frère, Gabriel  
et ma bien-aimée, Maria*



## REMERCIEMENTS

Je tiens profondément à remercier mes directeurs, Arthur Yelon et David Ménard, pour m'avoir fait découvrir ce sujet passionnant. Le soutien qu'ils m'ont donné, la rigueur qu'ils m'ont exigée et la patience qu'ils ont eue ont été une véritable source d'inspiration. Au-delà de la science, Arthur et David m'ont fait grandir et surtout, m'ont sans cesse donné le goût d'apprendre et d'explorer. D'avoir été l'un de leurs étudiants a tout simplement été un honneur.

Je souhaite également remercier les professeurs Clara Santato, Richard Martel, Thomas Gervais et Yves-Alain Peter, pour m'avoir donné accès aux installations de leurs laboratoires. Sans leur collaboration et leur gentillesse, une grande partie de ce travail n'aurait pas pu être réalisé. De m'avoir donné la chance de m'intégrer aussi ouvertement à leurs équipes de recherche, a été une expérience scientifique très enrichissante. J'en suis sincèrement reconnaissant.

J'aimerais aussi souligner la collaboration du professeur Christophe Dolabdjian, de son étudiante au doctorat Elodie Portalier et du maître de conférence Basile Dufay, de l'Université de Caen Basse-Normandie. Leur aide m'a été d'une grande richesse. Je les remercie également pour m'avoir accueilli aussi chaleureusement, lors de mon séjour.

Je tiens à remercier Francis Vanier, Frédéric Vienne et Nicolas Cottenye pour toute l'aide qu'ils m'ont apportée à différents moments du projet. Les gens du laboratoire, Djamel Seddaoui et Grazyna Rudkowska, qui m'ont initié à la magnétoimpédance géante, je leur en suis reconnaissant. Également, tous ceux qui ont été là au quotidien : Jiri (George) Cerny, Christian Lacroix, Gabriel Monette, Nima Nateghi, Amir Ahmar Roohi, Mehran Yazdizadeh, Jonathan Bellemarre, Antoine Morin, Lotfi Kesraoui, Jean-David Grenon, Antoine Leblanc-Hotte... C'a été un vrai plaisir.

Enfin, mes amis, Darren Hall et Simon Brault, avec qui j'ai eu la chance de faire mon bacc., m'ont été d'un grand soutien. Mes parents, Alberto et Esther ainsi que mon frère Gabriel, ont toujours été mes plus grandes sources d'inspiration et de persévérance. Maria, qui a dû endurer mes innombrables nuits de travail, je lui dois toute sa patience et son appui. Ce travail leur est dédié.

## RÉSUMÉ

Le développement de la magnétométrie à haute sensibilité est un sujet d'actualité dans les domaines de l'imagerie médicale, de la détection d'anomalies magnétiques ou encore en recherche scientifique, comme en astronomie et en matière condensée. Parmi les magnétomètres les plus performants, les Fluxgates sont de renoms pour leur grande plage de sensibilité et leur faible bruit à basse fréquence. Toutefois, leur consommation de puissance élevée, leur faible résolution spatiale et leur incapacité à détecter des champs supérieurs à quelques kilohertz limitent leur utilisation. Les magnétomètres à magnétoimpédance géante (MIG) sont une alternative potentielle pour déclasser les Fluxgates, vu leurs excellentes performances en sensibilité et en bruit de zone blanc.

Cependant, les magnétomètres MIG font face à deux problèmes majeurs. D'abord, la variabilité en performance des capteurs est un obstacle important pour une production à grande échelle. Chaque capteur préparé, possède des propriétés distinctes, difficilement reproductibles et pratiquement impossibles à prévoir. En plus, l'excès de bruit à basse fréquence représente une détérioration des performances des magnétomètres MIG, ce qui avantage, pour le moment, l'utilisation des Fluxgates.

Ce projet de maîtrise propose des solutions pour réduire la variabilité en performance et diminuer l'excès de bruit des magnétomètres. L'étude vise à sélectionner, à caractériser et à préparer les éléments sensibles des capteurs, soit les microfils amorphes de  $\text{Co}_{80.89}\text{Fe}_{4.38}\text{Si}_{8.69}\text{B}_{1.52}\text{Nb}_{4.52}$ . Une méthodologie systématique incorpore ces trois étapes et produit, de manière contrôlée, un nombre déterminé de capteurs MIG. La préparation des microfils se fait à partir de traitements physico-chimiques, tels que le recuit sous contrainte, l'électrodéposition de cuivre aux extrémités et la refonte des pointes par laser. Un modèle de bruit magnétique est aussi développé, à partir du théorème généralisé de Callen et Welton.

Les résultats obtenus démontrent que le traitement de recuit influence la sensibilité, que l'électrodéposition de cuivre réduit la résistance de contact et que la refonte des pointes par laser crée une anisotropie magnétocristalline localisée. La conséquence de ces traitements, sur la variabilité des performances et l'excès de bruit des magnétomètres, est le sujet visé dans le cadre de ce travail.

## ABSTRACT

There has been considerable activity in high sensitivity magnetometry for applications such as medical imagery, nondestructive control, and in research fields, such as astronomy and condensed matter. At the moment, few magnetic sensors satisfy the requirements of those fields. Among them, the Fluxgate is known for its high sensitivity range and low noise at low frequencies. However, high power consumption, poor spatial resolution and inability to measure high frequency fields, limit the use of Fluxgate magnetometers. Giant magnetoimpedance (GMI) devices are a good potential alternative to such magnetometers. Characterized by their high sensitivity, GMI sensors also exhibit low noise at high frequencies.

Two main factors represent obstacles to the development of GMI magnetometers. First, the variability in sensor characteristics makes it difficult to imagine their commercial production. Each sensor exhibits behavior which is difficult to predict and to reproduce. In addition the low frequency excess noise limits the performance of GMI magnetometers, and favors the use of Fluxgates at the present time.

This master project proposes methods for reducing the variability and the excess noise of GMI magnetometers. The study focus on the selection, the characterisation and the preparation of the sensing elements, which are amorphous microwires based on  $\text{Co}_{80.89}\text{Fe}_{4.38}\text{Si}_{8.69}\text{B}_{1.52}\text{Nb}_{4.52}$ . Several GMI sensors were produced in a controlled way by a systematic methodology. Their preparation involved physicochemical treatments, such as annealing under stress, copper electroplating of the contacts, and laser recasting of wire ends. A noise model is also developed, based on the general theorem of Callen and Welton.

The annealing treatment influences the sensitivity, the electroplating of copper reduces the contact resistance, and laser recasting leads to a localised magnetocrystalline anisotropy. The consequences of these treatments on the performance variability and on the excess noise of GMI magnetometers has been studied in detail.

## TABLE DES MATIÈRES

|                                                             |      |
|-------------------------------------------------------------|------|
| DÉDICACE . . . . .                                          | iii  |
| REMERCIEMENTS . . . . .                                     | iv   |
| RÉSUMÉ . . . . .                                            | v    |
| ABSTRACT . . . . .                                          | vi   |
| TABLE DES MATIÈRES . . . . .                                | vii  |
| LISTE DES TABLEAUX . . . . .                                | ix   |
| LISTE DES FIGURES . . . . .                                 | x    |
| LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS . . . . .                  | xiii |
| LISTE DES ANNEXES . . . . .                                 | xvi  |
| CHAPITRE 1 INTRODUCTION . . . . .                           | 1    |
| 1.1 Mise en contexte . . . . .                              | 1    |
| 1.2 Objectifs du mémoire . . . . .                          | 4    |
| 1.3 Revue de littérature . . . . .                          | 5    |
| 1.4 Organisation du mémoire . . . . .                       | 6    |
| 1.5 Communication scientifique . . . . .                    | 7    |
| CHAPITRE 2 FORMALISME THÉORIQUE . . . . .                   | 8    |
| 2.1 Modèle de la magnétoimpédance géante linéaire . . . . . | 9    |
| 2.1.1 Impédance d'un conducteur non-magnétique . . . . .    | 10   |
| 2.1.2 Impédance d'un conducteur magnétique . . . . .        | 13   |
| 2.2 Modèle de bruit d'un conducteur magnétique . . . . .    | 18   |
| 2.3 Sommaire . . . . .                                      | 24   |
| CHAPITRE 3 MÉTHODE EXPÉRIMENTALE . . . . .                  | 25   |
| 3.1 Protocole . . . . .                                     | 26   |
| 3.2 Caractérisations préliminaires . . . . .                | 26   |
| 3.2.1 Diamètre . . . . .                                    | 26   |

|            |                                                     |    |
|------------|-----------------------------------------------------|----|
| 3.2.2      | Résistance . . . . .                                | 31 |
| 3.3        | Traitements physico-chimiques . . . . .             | 35 |
| 3.3.1      | Recuit sous contrainte . . . . .                    | 35 |
| 3.3.2      | Électrodéposition . . . . .                         | 40 |
| 3.3.3      | Refonte par laser . . . . .                         | 42 |
| 3.4        | Méthodes de caractérisation . . . . .               | 44 |
| 3.4.1      | Magnétoimpédance géante . . . . .                   | 44 |
| 3.4.2      | Densité spectrale de bruit . . . . .                | 46 |
| 3.4.3      | Magnétométrie à échantillon vibrant . . . . .       | 49 |
| 3.5        | Porte-échantillons . . . . .                        | 51 |
| 3.6        | Sommaire . . . . .                                  | 53 |
| CHAPITRE 4 | RÉSULTATS ET DISCUSSION . . . . .                   | 54 |
| 4.1        | Étude de sensibilité . . . . .                      | 55 |
| 4.2        | Étude de bruit . . . . .                            | 57 |
| 4.3        | Analyse des traitements physico-chimiques . . . . . | 62 |
| 4.4        | Interprétation du bruit magnétique . . . . .        | 66 |
| CHAPITRE 5 | CONCLUSION . . . . .                                | 70 |
| 5.1        | Synthèse des travaux . . . . .                      | 70 |
| 5.2        | Contributions originales . . . . .                  | 71 |
| 5.3        | Avenues de recherche . . . . .                      | 73 |
| 5.4        | Recommandations . . . . .                           | 74 |
| RÉFÉRENCES | . . . . .                                           | 76 |
| ANNEXES    | . . . . .                                           | 82 |

## LISTE DES TABLEAUX

|             |                                                                                                                  |     |
|-------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| TABLEAU D.1 | Diamètre et résistance des microfils de CoFeSiBNb à la température de Curie et à 100°C . . . . .                 | 95  |
| TABLEAU E.1 | Valeur des composantes de la carte de conditionnement pour les mesures de la densité spectrale de bruit. . . . . | 98  |
| TABLEAU F.1 | Dimensions techniques des portes-échantillons. . . . .                                                           | 99  |
| TABLEAU F.2 | Caractéristiques du connecteur SMA des portes-échantillons. . . . .                                              | 100 |
| TABLEAU H.1 | Revue des propriétés physiques des microfils amorphes . . . . .                                                  | 103 |

## LISTE DES FIGURES

|             |                                                                                                                           |    |
|-------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure 1.1  | Plage de sensibilité et secteurs d'application non exhaustifs des magné-<br>tomètres commerciaux. . . . .                 | 1  |
| Figure 1.2  | Comparaison de la densité spectrale de bruit magnétique pour diffé-<br>rents capteurs magnétiques. . . . .                | 3  |
| Figure 2.1  | Conditions d'excitation et réponse typique de la magnétoimpédance<br>géante d'un conducteur cylindrique. . . . .          | 9  |
| Figure 2.2  | Configuration des champs de surface d'un conducteur cylindrique sou-<br>mis à un courant d'excitation alternatif. . . . . | 10 |
| Figure 2.3  | Structure magnétique d'un microfil amorphe de CoFeSiBNb. . . . .                                                          | 14 |
| Figure 2.4  | Référentiel magnétique des microfils de CoFeSiBNb. . . . .                                                                | 15 |
| Figure 2.5  | Évolution de l'aimantation en fonction du champ appliqué en magné-<br>toimpédance géante linéaire. . . . .                | 17 |
| Figure 3.1  | Protocole expérimental du projet. . . . .                                                                                 | 27 |
| Figure 3.2  | Paramètres géométriques de la diffraction laser du microfil. . . . .                                                      | 28 |
| Figure 3.3  | Montage expérimental pour la mesure du diamètre des segments. . .                                                         | 29 |
| Figure 3.4  | Mesures du profil de diamètre des segments de 30 cm. . . . .                                                              | 30 |
| Figure 3.5  | Clichés du profil géométrique des microfils. . . . .                                                                      | 30 |
| Figure 3.6  | Montage expérimental pour la mesure de la résistance $dc$ des segments<br>de 30 cm. . . . .                               | 31 |
| Figure 3.7  | Protocole de mesures de la résistance $dc$ le long des segments. . . . .                                                  | 32 |
| Figure 3.8  | Mesures par intervalle de la résistance et diamètre estimé des segments<br>de 30 cm. . . . .                              | 33 |
| Figure 3.9  | Profil de résistivité des segments de 30 cm. . . . .                                                                      | 34 |
| Figure 3.10 | Nomenclature de la méthodologie. . . . .                                                                                  | 36 |
| Figure 3.11 | Montage expérimental du traitement de recuit sous contrainte. . . . .                                                     | 37 |
| Figure 3.12 | Effet de la contrainte mécanique et du traitement de recuit sur la ma-<br>gnétoimpédance géante. . . . .                  | 39 |
| Figure 3.13 | Sensibilités entre avant et après le traitement de recuit. . . . .                                                        | 39 |
| Figure 3.14 | Montage expérimental pour le traitement d'électrodéposition de cuivre<br>aux extrémités. . . . .                          | 41 |
| Figure 3.15 | Dépôts de cuivre pour différents temps d'électrodéposition. . . . .                                                       | 42 |
| Figure 3.16 | Extrémités des microfils après avoir été coupés au ciseau. . . . .                                                        | 42 |
| Figure 3.17 | Montage expérimental pour le traitement de refonte par laser. . . . .                                                     | 43 |

|             |                                                                                                                                        |    |
|-------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure 3.18 | Extrémités des microfils après avoir été refondus par laser. . . . .                                                                   | 43 |
| Figure 3.19 | Montage expérimental pour la caractérisation de la magnétoimpédance géante des microfils. . . . .                                      | 45 |
| Figure 3.20 | Définition de la sensibilité $S_v$ et du champ d'anisotropie $H_k$ à partir d'une mesure de magnétoimpédance géante. . . . .           | 46 |
| Figure 3.21 | Montage expérimental pour la caractérisation de la densité spectrale des magnétomètres. . . . .                                        | 47 |
| Figure 3.22 | Densité spectrale de bruit d'un magnétomètre MIG. . . . .                                                                              | 48 |
| Figure 3.23 | Montage expérimental d'un magnétomètre à échantillon vibrant. . . .                                                                    | 50 |
| Figure 3.24 | Courbe d'hystérésis typique d'un microfil de CoFeSiBNb. . . . .                                                                        | 50 |
| Figure 3.25 | Porte-échantillon pour la caractérisation post-traitement des microfils.                                                               | 52 |
| Figure 3.26 | Sensibilité par unité de longueur des capteurs en fonction de celle des microfils immédiatement après le traitement de recuit. . . . . | 52 |
| Figure 4.1  | Champ d'anisotropie en fonction du diamètre. . . . .                                                                                   | 56 |
| Figure 4.2  | Sensibilité mesurée en fonction du diamètre. . . . .                                                                                   | 56 |
| Figure 4.3  | Sensibilités mesurées et prédites par le modèle simplifié en fonction du courant <i>ac</i> . . . . .                                   | 57 |
| Figure 4.4  | Bruit 1Hz mesuré en fonction de la sensibilité des capteurs. . . . .                                                                   | 58 |
| Figure 4.5  | Sensibilités mesurées en fonction de la résistance <i>dc</i> des capteurs. . .                                                         | 59 |
| Figure 4.6  | Contributions électronique et magnétique au bruit 1 Hz mesuré. . . .                                                                   | 60 |
| Figure 4.7  | Bruit magnétique équivalent en fonction de la sensibilité pour différentes conditions d'excitation. . . . .                            | 61 |
| Figure 4.8  | Susceptibilité magnétique apparente en fonction du champ coercitif des microfils traités. . . . .                                      | 63 |
| Figure 4.9  | Bruit magnétique équivalent des microfils en fonction du bruit électronique. . . . .                                                   | 64 |
| Figure 4.10 | Résistivité apparente avant et après les traitements physico-chimiques.                                                                | 65 |
| Figure 5.1  | État de la situation des microfils sélectionnés, caractérisés et traités. .                                                            | 71 |
| Figure A.1  | Représentation du taux de transition de total d'un système soumis à une perturbation dépendante du temps. . . . .                      | 84 |
| Figure B.1  | Représentation de la production des microfils par trempe sur roue. . .                                                                 | 89 |
| Figure C.1  | Représentation géométrique de la diffraction de Fersnel-Kirchoff. . . .                                                                | 91 |
| Figure D.1  | Configuration du pont de Wheatstone pour la caractérisation en température des microfils amorphes. . . . .                             | 94 |



|            |                                                                                                                                                       |     |
|------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Figure D.2 | Aimantation normalisée par l'aimantation à saturation en fonction de la température normalisée par la température de Curie (Rudkowska, 2012). . . . . | 94  |
| Figure D.3 | Mesures expérimentales de la température des microfils en fonction du courant <i>dc</i> appliqué. . . . .                                             | 95  |
| Figure D.4 | Calcul de la température des microfils amorphes en fonction du courant appliqué. . . . .                                                              | 97  |
| Figure E.1 | Schéma de la carte de conditionnement pour la mise en oeuvre des mesures de la densité spectrale de bruit des capteurs. . . . .                       | 98  |
| Figure F.1 | Schéma technique des portes-échantillons. . . . .                                                                                                     | 99  |
| Figure F.2 | Schéma technique du connecteur SMA des portes-échantillons. . . . .                                                                                   | 100 |
| Figure G.1 | Densité spectrale de bruit de fantômes caractérisant le montage expérimental. . . . .                                                                 | 101 |
| Figure G.2 | Caractérisation en bruit du montage expérimental avec des charges fantômes. . . . .                                                                   | 102 |
| Figure H.1 | Mesures du moment magnétique d'un microfil amorphe en fonction de la température. . . . .                                                             | 104 |
| Figure H.2 | Effet de la contrainte appliquée et module de Young des microfils amorphes . . . . .                                                                  | 105 |

## LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

### Caractères usuels

|                 |                                                            |
|-----------------|------------------------------------------------------------|
| $\alpha$        | Paramètre de Gilbert                                       |
| $a$             | Rayon                                                      |
| $b_{1Hz}$       | Niveau de bruit magnétique équivalent à 1 Hz               |
| $b_n$           | Densité spectrale de bruit magnétique équivalent           |
| $\vec{b}$       | Composante dépendante du temps du champ d'induction        |
| $\vec{B}$       | Champ magnétique d'induction                               |
| $B_0$           | Point de fonctionnement en champ magnétique d'induction    |
| $\delta$        | Épaisseur du dépôt par électrodéposition                   |
| $\delta_0$      | Profondeur de pénétration non-magnétique                   |
| $\delta_M$      | Profondeur de pénétration magnétique                       |
| $\Delta d$      | Incertitude sur le diamètre                                |
| $\Delta l$      | Incertitude sur la longueur ou déformation, selon contexte |
| $\Delta \rho$   | Incertitude sur la résistivité                             |
| $\Delta R$      | Incertitude sur la résistance                              |
| $dc$            | Composante continue                                        |
| $d$             | Diamètre                                                   |
| $e_{1Hz}$       | Niveau de bruit mesuré à 1 Hz                              |
| $e_n$           | Densité spectrale de bruit                                 |
| $\vec{e}$       | Composante dépendante du temps du champ électrique         |
| $E$             | Module de Young                                            |
| $f_\theta$      | Fluctuation de la position de l'aimantation                |
| $f$             | Fréquence d'excitation                                     |
| $f_B$           | Fluctuation du champ d'induction                           |
| $f_M$           | Fluctuation de l'aimantation                               |
| $F$             | Constante de Faraday                                       |
| $\gamma$        | Ratio gyromagnétique                                       |
| $\hbar$         | Constante de Planck normalisée                             |
| $h$             | Coefficient de transfert thermique                         |
| $\vec{h}$       | Composante dépendante du temps du champ magnétique         |
| $\vec{H}_0$     | Champ magnétique appliqué                                  |
| $\vec{H}_c$     | Champ magnétique coercitif                                 |
| $\vec{H}_{eff}$ | Champ magnétique effectif                                  |

|                  |                                                                  |
|------------------|------------------------------------------------------------------|
| $\vec{H}_{eff0}$ | Composante statique du champ magnétique effectif                 |
| $H_k$            | Champ d'anisotropie                                              |
| $i_{ac-opt}$     | Courant alternatif optimal                                       |
| $i_{ac}$         | Courant alternatif                                               |
| $i_{cc}$         | Amplitude crête-crête du courant                                 |
| $i_{dc}$         | Courant continu                                                  |
| $i_{rms}$        | Amplitude valeur efficace du courant                             |
| $J_0$            | Fonction de Bessel d'ordre 0                                     |
| $J_1$            | Fonction de Bessel d'ordre 1                                     |
| $J$              | Densité de courant de recuit                                     |
| $k$              | Constante de propagation                                         |
| $k_0$            | Constante de propagation non-magnétique                          |
| $k_B$            | Constante de Boltzmann                                           |
| $k_M$            | Constante de propagation magnétique                              |
| $K_u$            | Constante d'anisotropie uniaxiale                                |
| $\lambda$        | Constante de magnétostriction ou Longueur d'onde, selon contexte |
| $l$              | Longueur des microfils                                           |
| $L$              | Distance microfil-écran du patron de diffraction                 |
| $\mu_0$          | Perméabilité du vide                                             |
| $\mu_{eff}$      | Perméabilité effective                                           |
| $\mu_M$          | Perméabilité magnétique                                          |
| $m$              | Ordre du minimum d'intensité du patron de diffraction            |
| $m_{1Hz}$        | Contribution magnétique au niveau de bruit mesuré à 1 Hz         |
| $M_m$            | Masse atomique                                                   |
| $\vec{m}$        | Composante dépendante du temps de l'aimantation                  |
| $\vec{M}$        | Aimantation                                                      |
| $\vec{M}_0$      | Composante statique de l'aimantation                             |
| $\vec{M}_s$      | Aimantation à saturation                                         |
| $n$              | Nombre de charges                                                |
| $n_{1Hz}$        | Contribution électronique au niveau de bruit mesuré à 1 Hz       |
| $N$              | Facteur de désaimantation                                        |
| $\omega$         | Pulsation d'excitation                                           |
| $\Omega$         | Volume                                                           |
| $\psi$           | Position angulaire du champ d'anisotropie                        |
| $\mathbb{P}$     | Puissance                                                        |
| $\mathcal{P}$    | Probabilité                                                      |

|               |                                                                                 |
|---------------|---------------------------------------------------------------------------------|
| $Q$           | Paramètre intensif                                                              |
| $\rho$        | Résistivité électrique                                                          |
| $\rho_m$      | Densité massique                                                                |
| $R_{dc}$      | Résistance continue                                                             |
| $\sigma$      | Conductivité électrique                                                         |
| $S_\Omega$    | Sensibilité ohmique                                                             |
| $S_V$         | Sensibilité en voltage                                                          |
| $S_{V_{opt}}$ | Sensibilité optimale                                                            |
| $\theta$      | Position angulaire de l'aimantation par rapport à l'axe parallèle au conducteur |
| $\theta_m$    | Position angulaire du $m^e$ minimum d'intensité du patron de diffraction        |
| $\vartheta$   | Facteur de pertes magnétiques                                                   |
| $t$           | Temps                                                                           |
| $T$           | Température                                                                     |
| $T_\alpha$    | Température de cristallisation                                                  |
| $T_C$         | Température de Curie                                                            |
| $v_{ac}$      | Tension alternative                                                             |
| $V$           | Paramètre intensif ou Tension, selon contexte                                   |
| $\chi$        | Susceptibilité magnétique                                                       |
| $\chi_{app}$  | Susceptibilité magnétique apparente                                             |
| $\bar{\chi}$  | Susceptibilité magnétique moyenne intrinsèque                                   |
| $\chi'$       | Partie réelle de la susceptibilité                                              |
| $\chi''$      | Partie imaginaire de la susceptibilité                                          |
| $X_m$         | Position du $m^e$ minimum d'intensité du patron de diffraction                  |
| $\zeta$       | Impédance de surface                                                            |
| $\zeta_0$     | Impédance de surface non-magnétique                                             |
| $\zeta_M$     | Impédance de surface magnétique                                                 |
| $Z$           | Impédance                                                                       |

### Abréviations

|       |                                                                                                                 |
|-------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| MEV   | Magnétomètre à échantillon vibrant                                                                              |
| MRA   | Magnétorésistance anisotrope                                                                                    |
| MRG   | Magnétorésistance géante                                                                                        |
| MIG   | Magnétoimpédance géante                                                                                         |
| SQUID | Magnétomètre à interférence supraconductrice (de l'anglais <i>Superconducting Quantum Interference Device</i> ) |

## LISTE DES ANNEXES

|          |                                                                                                      |     |
|----------|------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Annexe A | Démonstration du théorème généralisé de Callen et Welton . . . . .                                   | 82  |
| Annexe B | Méthode de production des microfils . . . . .                                                        | 89  |
| Annexe C | Formulation de la diffraction de Fraunhofer . . . . .                                                | 90  |
| Annexe D | Calcul de la densité de courant de recuit . . . . .                                                  | 93  |
| Annexe E | Carte de conditionnement pour la mesure de la densité spectrale de bruit                             | 98  |
| Annexe F | Dessin technique des portes-échantillons . . . . .                                                   | 99  |
| Annexe G | Caractérisation du montage expérimental pour la mesure de la densité<br>spectrale de bruit . . . . . | 101 |
| Annexe H | Revue des propriétés physiques des microfils amorphes . . . . .                                      | 103 |

## CHAPITRE 1 INTRODUCTION

### 1.1 Mise en contexte

Le développement de magnétomètres à haute sensibilité et à faible coût est essentiel pour localiser des pathologies, des anomalies magnétiques ou pour des fins de recherches scientifiques, comme en astronomie ou en matière condensée. La détection de faibles champs magnétiques allant jusqu'à quelques femtoteslas, soit près de neuf ordres de grandeur inférieurs au champ terrestre, relève toutefois d'un sérieux défi d'ingénierie. Malgré la grande diversité de capteurs magnétiques, seuls quelques-uns, possèdent les performances pour mesurer de si faibles champs. La figure 1.1 fait une comparaison non exhaustive de la performance des magnétomètres et trace un parallèle avec les principaux domaines d'application. Une revue détaillée est présentée par P. Ripka dans *Magnetic Sensors and Magnetometers* (Ripka, 2001).

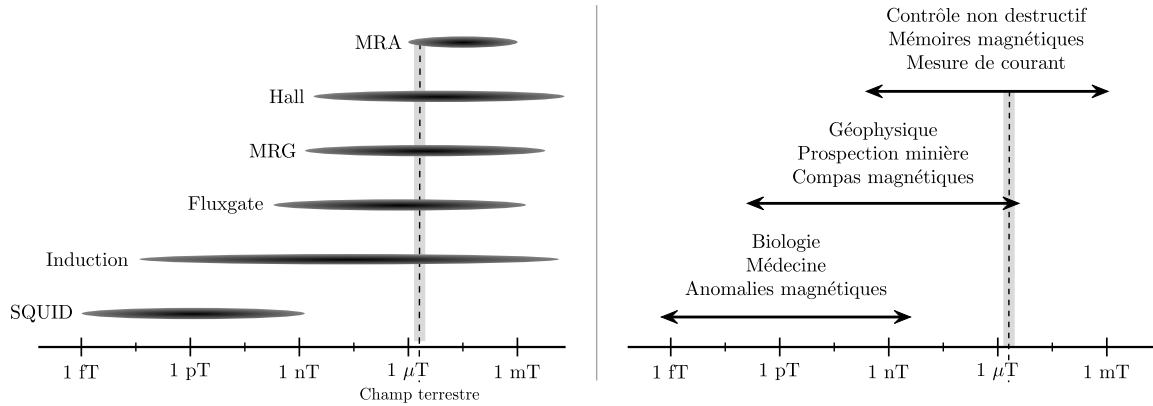


Figure 1.1 Plage de sensibilité et secteurs d'application non exhaustifs des magnétomètres commerciaux [Adapté de (Lenz et Edelstein, 2006)].

Les magnétomètres SQUID<sup>1</sup> sont les dispositifs de références pour détecter les champs les plus faibles qu'ils soient. Leur fonctionnement se base sur la réponse électrique d'une jonction de Josephson<sup>2</sup> comprise dans une boucle supraconductrice. Sous l'effet d'un champ externe, un courant d'*écranage* s'induit dans le supraconducteur de manière à s'opposer au changement de flux magnétique à l'intérieur de la boucle. Lorsque le courant induit devient plus grand que le courant critique de la jonction, une tension par unité de quantum de flux magnétique est mesurée. Les magnétomètres SQUID possèdent ainsi une plage de sensibilité variant

1. De l'anglais *Superconducting Quantum Interference Device*

2. Également connue comme une jonction tunnel supraconductrice.

entre 10 fT à 10 nT. Ils sont majoritairement utilisés comme instrument de laboratoire en recherche ou comme dispositif pour l'imagerie médicale (Ripka, 2001). Un effet contraignant des SQUID est toutefois le besoin de les maintenir à des températures cryogéniques.

Les capteurs à induction peuvent également être très sensibles. Basée sur la loi de Faraday, la variation de flux magnétique qui traverse une boucle métallique génère une tension qui est proportionnelle au nombre de tours ainsi qu'à l'aire de la bobine. La performance peut être optimisée par l'ajout d'un matériau ferromagnétique au coeur de celle-ci. L'accroissement du flux magnétique généré mène à une plus grande force électromotrice et donc à une plus grande sensibilité. Les magnétomètres à induction sont donc extrêmement faciles de mettre en oeuvre. Leur principal ennui est cependant qu'ils sont volumineux, en particulier pour détecter de faibles champs, et limités en fréquence jusqu'à une dizaine de kilohertz (Ripka, 2001).

Les Fluxgates sont une alternative qui permet de mesurer des champs basses fréquences de l'ordre d'une centaine de picoteslas à un dixième de milliteslas. Ils sont également beaucoup plus petits que les bobines. La détection se fait à partir de mesures d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique doux. Maintenu sous un champ magnétique alternatif, le matériau atteint la saturation à chaque demi-cycle de l'excitation. Sous l'effet d'un champ externe, la dissymétrie de l'hystérésis est détectée à partir de la deuxième harmonique. Une linéarité est alors obtenue entre la deuxième harmonique et le champ appliqué (Ripka, 2001). La principale utilisation des Fluxgates se fait dans les domaines de la géophysique, le contrôle non-destructif et la détection d'anomalies magnétiques. Ils sont par contre aussi limités en fréquence.

Les magnétomètres à magnétorésistance anisotrope (MRA) et géante (MRG) sont, avec les sondes à effet Hall, les dispositifs les plus commercialisés étant donné leur faible coût de fabrication et leur simplicité de mise en oeuvre. Le fonctionnement des magnétomètres à magnétorésistance se base sur la variation de résistivité d'une couche ferromagnétique en fonction de l'orientation de l'aimantation alors que les sondes à effet Hall consistent en une mesure de tension due à la déviation des électrons sous l'effet d'un champ magnétique. Un important avantage de ces dispositifs est de pouvoir être produit suivant les mêmes procédés de microfabrication que ceux utilisés dans l'industrie des semi-conducteurs. Ils sont principalement utilisés comme actionneurs, senseurs de vitesse, de positionnement ou encore comme contrôleurs non-destructifs. Leurs performances sont cependant optimales pour mesurer des champs élevés (Ripka, 2001).

La commercialisation de magnétomètres à haute sensibilité, dédiés à la détection de faibles champs, est toutefois confrontée à des coûts de production et de mise en oeuvre élevés, ce qui en fait une accessibilité limitée. L'intérêt de développer des capteurs à haute performance et à coûts réduits est donc substantiel. Depuis maintenant une vingtaine d'années, une nouvelle génération de magnétomètres a graduellement été développée pour répondre à de telles exigences. Basés sur la magnétoimpédance géante (MIG), ces dispositifs se caractérisent par des performances similaires aux Fluxgates, avec cependant l'avantage de ne pas être limité en haute fréquence et à ne consommer qu'une dizaine de milliwatts, soit cent fois moins que leur opposant (Zhukov et Zhukova, 2014).

Deux facteurs majeurs contraignent cependant la commercialisation actuelle des magnétomètres MIG. D'une part, la variabilité des propriétés rend difficile la reproductibilité des dispositifs et d'autre part, la présence d'un excès de bruit, à basse fréquence, détériore leur performance (Dufay et al., 2012, 2013a). La figure 1.2 montre l'état de l'art, en 2009, de la performance de la densité spectrale de bruit magnétique des magnétomètres MIG. Caractérisés par un niveau de bruit, en zone blanc de  $4 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  et de  $100 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 1 Hz, de récents travaux (Dufay et al., 2013a) ont démontré la faisabilité d'atteindre des niveaux de  $1.7 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  en zone de bruit blanc et  $40 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 1 Hz, soit une réduction de 40 %.

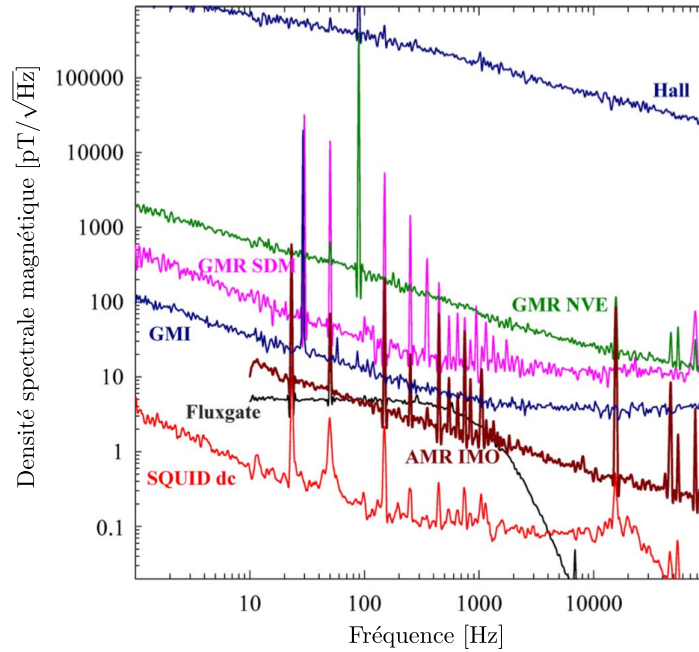


Figure 1.2 Comparaison de la densité spectrale de bruit magnétique de différents capteurs, dont une d'un magnétomètre MIG (de l'anglais *GMI*) (Ding et al., 2009).



À la lumière de ces résultats, la recherche pour réduire davantage le niveau de bruit des magnétomètres, en particulier celui à 1 Hz, et à perfectionner les méthodes de mises en oeuvre, pour diminuer la variabilité des performances, s’est intensifiée (Butta et Sasada, 2014; Portallier et al., 2015). Le problème persiste toutefois, où aucune méthodologie systématique n’est proposée afin d’assurer des performances optimales des magnétomètres MIG.

## 1.2 Objectifs du mémoire

Ce projet de maîtrise vise à étudier des moyens de réduction de la variabilité des performances et de l’excès de bruit des magnétomètres MIG. Les objectifs du travail sont :

- Diminuer la variabilité des performances.
- Réduire l’excès de bruit basse fréquence.

Une méthodologie systématique est proposée pour caractériser et préparer un nombre déterminé de capteurs. Le projet porte sur l’optimisation des éléments sensibles des magnétomètres, soit les microfils amorphes de  $\text{Co}_{80.89}\text{Fe}_{4.38}\text{Si}_{8.69}\text{B}_{1.52}\text{Nb}_{4.52}$ . Différents moyens, basés sur des traitements physico-chimiques, sont explorés afin d’améliorer et d’uniformiser les propriétés physiques des microfils. Les traitements sont le recuit sous contrainte, l’électrodéposition de cuivre aux extrémités et la refonte des pointes par laser.

Le protocole expérimental se divise en trois parties visant d’abord à caractériser de longs segments de microfils, pour ensuite les découper et finalement systématiquement les traiter. L’analyse des performances se fait à partir de mesures en magnétométrie à haute sensibilité, où des microfils de 3 cm sont fixés sur des portes-échantillons, conçus et développés dans le cadre de ce projet. Une portion du travail est également dédiée à l’étude des propriétés magnétiques afin de déterminer l’effet des traitements physico-chimiques sur la structure des matériaux.

La première hypothèse du projet prédit que la variabilité en performance des capteurs provient d’une mise en oeuvre inadéquate des microfils. Peu d’attention n’est en général portée sur la sélection, la caractérisation et la préparation des microfils pour les magnétomètres. Ces trois étapes, de mise en oeuvre des capteurs, influencent de manière déterminante la reproductibilité de leurs performances. Une méthodologie systématique est donc proposée afin de préparer un nombre déterminé de microfils. Par ce moyen, une réduction de la variabilité

des performances est visée.

La seconde hypothèse prétend que l'excès de bruit basse fréquence provient de fluctuations magnétiques intrinsèques aux microfils et d'un bruit électronique dû à la résistance de contact. C'est en uniformisant et en stabilisant la structure magnétique, qu'une réduction des fluctuations est obtenue et c'est en modifiant les propriétés de surfaces, que la résistance de contact est diminuée.

### 1.3 Revue de littérature

C'est au début des années 1990, à la suite de la découverte d'une magnétoimpédance hors du commun pour des conducteurs magnétiques amorphes, de  $\text{Co}_{68.2}\text{Fe}_{4.3}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ , qu'un intérêt s'éveille pour le développement de capteurs MIG à haute sensibilité (Panina et Mohri, 1994; Velázquez et al., 1994; Rao et al., 1994; Beach et Berkowitz, 1994). Dans les années qui suivent, des modèles de magnétomètres sont déjà publiés, mettant en valeur leur petite taille ( $\sim 1$  mm), leur faible consommation ( $< 10$  mW) ainsi que leur résolution de l'ordre des nanoteslas (Mohri et al., 1995). Ces caractéristiques étant inédites à l'époque surpassent dès lors la polyvalence des capteurs Fluxgates et MRG (Bushida et al., 1995; Mohri et al., 1997). Toutefois, les progrès accomplis se butent à une description limitée des effets et par conséquent, à une compréhension précaire de la magnétoimpédance géante (Ciureanu et al., 2007).

Le formalisme rigoureux se développe alors vers la fin de la décennie, à partir des travaux d'Arthur Yelon et de David Ménard réalisés à Polytechnique Montréal (Yelon et al., 1996; Ménard et al., 1998), ainsi que ceux accomplis par Ludek Kraus à l'Institut de Physique ASCR de Prague (Kraus, 1999a). La formulation proposée à ce moment-là se base sur une équivalence rigoureuse entre une mesure de magnétoimpédance géante et celle de résonance ferromagnétique. L'impédance d'un conducteur magnétique s'établit donc à partir d'une impédance de surface dictée par la profondeur de pénétration du champ électromagnétique (Ciureanu et al., 2007). La magnétoimpédance géante s'interprète alors comme un changement d'orientation de l'aimantation qui, en fonction du champ magnétique appliqué, mène à des variations majeures de la profondeur de pénétration et donc d'impédance. Ce formalisme établit dès lors les facteurs déterminant la sensibilité des capteurs en plus de fixer les limites fondamentales de la magnétoimpédance géante (Kraus, 1999b; Ménard et Yelon, 2000). Par conséquent, il devient possible de mettre en place des conditions d'optimisation de la réponse magnétique, telles que la plus faible résistivité, la plus grande aimantation à saturation et

un facteur d'atténuation magnétique le plus faible possible (Hauser et al., 2001; Kraus, 2003; Ménard et al., 2009). Plusieurs axes d'investigation, au début des années 2000, ont ainsi pour objectif d'optimiser la réponse magnétique des conducteurs (Phan et Peng, 2008). C'est aussi dans ces années-là, que commencent les études et les mesures systématiques de bruit (Ménard et al., 2006; Ding et al., 2009).

Toutefois, les problèmes de variabilité des performances et d'excès de bruit à 1 Hz persistent, bien que d'excellentes performances aient à ce jour été publiées (Dufay et al., 2013b; Butta et Sasada, 2013; Portalier et al., 2015). C'est dans ce contexte que ce travail de maîtrise vise, à partir de traitements physico-chimiques, à uniformiser les performances et à réduire l'excès de bruit à 1 Hz. Certains auteurs ont déjà exploré certaines techniques d'uniformisation, notamment par l'électrodéposition de cuivre (Liu et al., 2011) et de nickel (Liu et al., 2013) aux extrémités. Toutefois, aucune mention n'est faite dans ces travaux en ce qui concerne la reproductibilité des résultats et l'effet sur le bruit des capteurs. Le traitement d'électrodéposition de cuivre est donc approfondi dans ce travail avec, en plus, le recuit sous contrainte et la refonte des pointes au laser.

## 1.4 Organisation du mémoire

La présentation de ce mémoire se divise en cinq parties. À la suite de cette introduction, le chapitre deux présente le formalisme théorique de la magnétoimpédance géante et du bruit magnétique. Le troisième chapitre expose la méthodologie expérimentale, le quatrième présente et discute les résultats et finalement le chapitre cinq, formule la conclusion et les recommandations du projet.

Le chapitre deux débute par l'exposé du formalisme de la magnétoimpédance géante en régime linéaire. Le modèle d'impédance d'un conducteur non-magnétique dans des conditions d'excitation harmonique est premièrement discuté puis étendu, au cas d'un conducteur magnétique. L'impédance des microfils est ainsi présentée et l'influence du champ magnétique discutée. En deuxième partie de chapitre, le modèle de bruit est abordé à partir du théorème généralisé de Callen et Welton. Le développement du formalisme dans différents régimes d'excitation est présenté et analysé.

Le troisième chapitre présente la méthodologie expérimentale où le protocole est détaillé et discuté. Les méthodes de caractérisation préliminaire sont présentées ainsi que l'analyse d'erreur. L'approche mène à une estimation des diamètres et de la résistivité des microfils. La

présentation des traitements physico-chimiques est ensuite abordée suivant une description détaillée de chaque procédure. Le chapitre se complète finalement avec l'exposé des techniques de caractérisation pour évaluer la performance des microfils. Une section aborde également la mise en oeuvre des capteurs.

Le chapitre quatre aborde la présentation et la discussion des résultats. Les deux premières parties s'intéressent à l'analyse de sensibilité et de bruit des capteurs. Les paramètres décisifs à la performance des microfils sont exposés, ce qui permet de mettre en valeur l'origine de la variabilité. L'effet des traitements physico-chimiques est également étudié à partir des mesures obtenues en magnéto-métrie à haute sensibilité et à partir des propriétés magnétiques des matériaux. Certaines suggestions sont alors discutées visant à améliorer la performance des magnéto-mètres.

Finalement, le chapitre cinq complète ce mémoire, où la synthèse des travaux et les contributions réalisées sont exposées. Une discussion sur les avenues de recherches et les recommandations y est également intégrée.

## 1.5 Communication scientifique

Les travaux présentés dans ce mémoire ont fait l'objet d'une affiche dans le cadre d'une conférence internationale. Certains aspects démontrés sont encore inédits et pourraient faire l'objet de futures publications scientifiques.

**N. Teyssedou**, E. Portalier, B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, A. Yelon, and D. Ménard. *Impact of physico-chemical treatments on the low frequency noise of GMI-based magnetometers*. 10th European Conference on Magnetic Sensors and Actuators, 2014.

## CHAPITRE 2 FORMALISME THÉORIQUE

Les fondements de la magnétoimpédance remontent vers la fin des années 1930, lorsque Harrison (Harrison et al., 1936) s'intéresse pour la première fois aux propriétés électriques des matériaux ferromagnétiques en régime alternatif. Bien que le phénomène soit scientifiquement intéressant, peu d'attention de la communauté y est consacrée dans les années qui suivent et c'est près de soixante-dix ans plus tard, à la suite des travaux de Mohri et Panina (Mohri et al., 1992; Panina et Mohri, 1994), qu'un nouvel intérêt émerge. Annexés aux récents développements métallurgiques par solidification rapide, les travaux de Panina et Mohri évoquent une réponse électrique hautement sensible en champ magnétique, pour des microfils ferromagnétiques amorphes en régime alternatif. Le titre de magnétoimpédance géante y est rapidement associé, vu le caractère similaire à la magnéto-résistance géante, observée pour la première fois par Fert et Grünberg, vers la fin des années 1980.

Dans le cadre de ce mémoire, des microfils magnétiques amorphes de CoFeSiBNb, de diamètre d'environ  $35\ \mu\text{m}$  et provenant de MXT Montréal, ont été étudiés. Les régimes d'excitation ont été choisis pour satisfaire la condition quasi-statique et le régime linéaire de la magnétoimpédance géante. Ces restrictions sont d'ailleurs discutées dans les sections qui suivent.

Ainsi, le formalisme de la magnétoimpédance géante en régime linéaire est d'abord présenté, suivi du modèle de bruit des microfils.

## 2.1 Modèle de la magnétoimpédance géante linéaire

Phénoménologiquement, la magnétoimpédance d'un conducteur ferromagnétique soumis à un courant alternatif se caractérise par des variations en tension en fonction d'un champ magnétique appliqué. Une configuration typique est présentée à la figure 2.1a où un microfil est soumis à un courant alternatif  $i_{ac}$ , un champ statique  $\vec{B}$ , et duquel une tension  $v_{ac}$  est mesurée. Pour des matériaux doux amorphes, le comportement tend significativement à croître, justifiant le caractère *géant* qui lui est associé. Des variations allant jusqu'à 170 % de la tension minimale peuvent être observées, comme l'illustre la figure 2.1b.

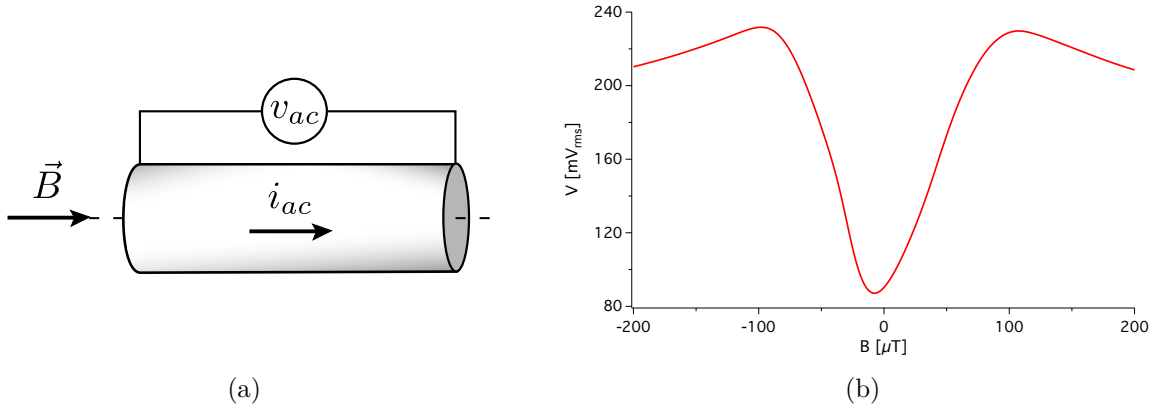


Figure 2.1 (a) Conditions d'excitation d'un conducteur magnétique soumis à un courant alternatif  $i_{ac}$ , un champ appliqué  $\vec{B}$  et où une tension  $v_{ac}$  est mesurée. (b) Réponse en magnétoimpédance géante d'un microfil de CoFeSiBNb de 32  $\mu\text{m}$  de diamètre et de 22 mm de longueur (1 mA<sub>rms</sub>, 0 mA<sub>dc</sub> et 10 MHz).

Pour un régime d'excitation quasi-statique (Landau et al., 1984), la réponse électrique se décrit à partir d'une formulation classique de l'électromagnétisme. Dans ce cas, en considérant un facteur de forme  $l \gg a$ , avec  $l$  la longueur de l'échantillon et  $a$  son rayon, la condition quasi-statique s'établit pour  $l \ll c/f$ , avec  $f$  la fréquence d'excitation et  $c$  la vitesse de la lumière. Dans le cadre ce projet, des longueurs d'échantillons de quelques centimètres, des diamètres de quelques dizaines de micromètres et des fréquences de l'ordre du mégahertz sont considérés, de sorte que le régime quasi-statique est en tout temps assuré. Le formalisme de la magnétoimpédance géante s'établit alors à partir des équations de Maxwell qui, combinées à l'expression dynamique de l'état magnétique du conducteur, définissent la réponse électrique en fonction du champ appliqué.

Le développement qui suit présente le formalisme de la magnétoimpédance géante en régime

linéaire. Dans ces conditions, la proportionnalité entre le courant et la tension est établie ainsi que l'approximation des petites oscillations du champ électromagnétique. Toutefois, avant d'aborder la magnétoimpédance, la réponse électrique d'un conducteur non-magnétique est traitée.

### 2.1.1 Impédance d'un conducteur non-magnétique

Dans le régime linéaire, l'impédance  $Z$  d'un conducteur, soumis à une excitation harmonique, est donnée par

$$Z = \frac{v_{ac}}{i_{ac}} \quad (2.1)$$

où  $v_{ac}$  et  $i_{ac}$  sont respectivement les amplitudes en tension et en courant. L'équation 2.1 se réexprime de manière équivalente en fonction d'un champ électromagnétique de surface, en considérant d'une part la loi d'Ampère,  $\vec{\nabla} \times \vec{h} = \vec{j}$ , avec  $\vec{h}$  le champ magnétique et la densité de courant  $\vec{j}$ , et d'autre part, l'équation du potentiel électrique,  $\vec{e} = -\vec{\nabla}v$ , où  $\vec{e}$  est le champ électrique et  $v$  le potentiel. Ainsi, pour une géométrie cylindrique (fig. 2.2), les amplitudes de courant et de tension se définissent par  $i_{ac} = h_\varphi 2\pi a$  et  $v_{ac} = e_z l$ , avec respectivement  $a$  le rayon et  $l$  la longueur du conducteur.

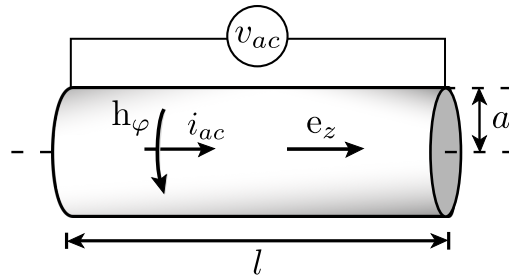


Figure 2.2 Configuration des champs électromagnétiques de surface d'un conducteur cylindrique soumis à un courant d'excitation alternatif.

L'impédance du conducteur se réexprime alors comme

$$Z = \frac{l}{2\pi a} \left. \frac{e_z}{h_\varphi} \right|_{r=a}. \quad (2.2)$$

L'équation 2.2 se caractérise par la forme,  $Z = G\zeta$ , où  $G$  est un facteur géométrique et

$\zeta$ , le ratio des champs définissant l'impédance de surface. Toute formulation de la réponse électrique se réduit alors à déterminer l'impédance de surface qui est, dans le cas d'un conducteur non-magnétique, exclusivement régie par les équations de Maxwell. En considérant que le courant de conduction domine le courant de déplacement, le champ électromagnétique satisfait les relations

$$\vec{\nabla} \times \vec{e} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \quad (2.3a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{h} = \sigma \vec{e} \quad (2.3b)$$

où l'équation constitutive,  $\vec{b} = \mu_0 \vec{h}$ , et la loi d'Ohm,  $\vec{j} = \sigma \vec{e}$ , ont été posées, avec respectivement  $\mu_0$  la perméabilité du vide et  $\sigma$  la conductivité du conducteur. Les équations 2.3a et 2.3b se combinent en utilisant les identités vectorielles, de manière à obtenir l'équation de Helmholtz du champ électromagnétique. En posant que l'excitation est de forme harmonique, c'est-à-dire que  $\{\vec{e}, \vec{h}\} \sim e^{-i\omega t}$  avec  $\omega$  la pulsation de l'excitation, et qu'il y a absence de charges libres, de sorte que  $\vec{\nabla} \cdot \vec{e} = 0$ , l'équation de diffusion, exprimée en terme du champ électrique, prend la forme

$$\vec{\nabla}^2 \vec{e} + k_0^2 \vec{e} = 0 \quad (2.4)$$

avec

$$k_0 = \frac{1+i}{\delta_0} \quad (2.5a)$$

la constante de propagation et

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma \omega}} \quad (2.5b)$$

la profondeur de pénétration. La propagation du champ électromagnétique dans le conducteur dépend ainsi de trois paramètres : la fréquence d'excitation  $f = \omega/2\pi$ , la conductivité électrique  $\sigma$  et la perméabilité, ici posée à  $\mu_0$ . En considérant qu'en régime quasi-statique, la conductivité électrique est constante, seules la fréquence d'excitation et la perméabilité du matériau influencent les modes de propagation du champ. Bien que pour un métal la perméabilité peut également être considérée constante, pour un conducteur ferromagnétique



ceci n'est naturellement pas le cas. Dans une telle situation, la perméabilité dépend à la fois de la fréquence et du champ magnétique, ce qui crée un lien entre l'impédance et l'état magnétique du conducteur. Ces effets sont à la base de la magnétoimpédance géante. Toutefois, avant d'aborder ces relations, la solution à l'équation 2.4 est déduite et l'impédance d'un conducteur non-magnétique formulée.

En considérant que la propagation du champ électrique est parallèle à l'axe  $\hat{z}$  du conducteur et que la distribution du champ possède une symétrie azimutale, l'équation 2.4 se réduit alors à une équation de Bessel d'ordre 0 en  $r$ . La solution particulière devant être finie en  $r = 0$  implique que la solution en fonctions de Bessel de deuxième espèce est rejetée et l'expression du champ électrique, évaluée à la surface du conducteur ( $r = a$ ), prend la forme

$$e_z = C J_0(ka) \quad (2.6)$$

avec  $C$ , l'amplitude de la solution et  $k$ , la constante de propagation. Le champ magnétique (équ. 2.3b) s'établit en utilisant la propriété sur la dérivée des fonctions de Bessel,  $J'_0(x) = -J_1(x)$ . L'expression de l'impédance de surface devient alors

$$\zeta = \frac{k J_0(ka)}{\sigma J_1(ka)}, \quad (2.7)$$

et celle de l'impédance du conducteur

$$Z = R_{dc} \frac{ka J_0(ka)}{2 J_1(ka)}, \quad (2.8a)$$

où

$$R_{dc} = \frac{l}{\pi a^2 \sigma}. \quad (2.8b)$$

Il est également pertinent de mentionner qu'étant donné l'argument complexe des fonctions de Bessel, celles-ci se définissent par les fonctions modifiées de Bessel *ber* et *bei*. Le lecteur intéressé peut avoir recours à la page 81 du livre de Watson, *A treatise on the theory of Bessel functions* (Watson, 1966), pour une description plus détaillée. L'impédance d'un conducteur non-magnétique établit ainsi la notion de profondeur de pénétration, due à l'effet de peau,

importante au formalisme de la magnétoimpédance géante.

### 2.1.2 Impédance d'un conducteur magnétique

L'impédance d'un conducteur magnétique s'établit à partir du formalisme d'un conducteur non-magnétique, à la différence qu'à présent le matériau se caractérise par une perméabilité anisotrope (tensorielle) qui dépend de la fréquence d'excitation et du champ magnétique.

Quelques hypothèses sont d'abord formulées. Premièrement, étant donné que pour des applications en magnétométrie, le régime d'excitation varie entre 100 kHz et 10 MHz, le déplacement de parois de domaines est exclu du modèle, puisqu'à ces fréquences, ceux-ci sont fortement atténués (Ciureanu et al., 2007). De plus, en posant que l'aimantation du matériau est uniforme et son module constant, seule la rotation de l'aimantation intervient dans la réponse magnétique du conducteur. Dans ce cas, l'équation de Landau-Lifshitz s'exprime sous la forme (Ménard et al., 1998; Kraus, 1999a)

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{M} = \gamma \mu_0 \vec{M} \times \left\{ \vec{H}_{eff} - \left( \frac{\alpha}{M_s} \right) \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right\} \quad (2.9)$$

avec  $\vec{M}$  l'aimantation,  $M_s$  l'aimantation à saturation,  $\vec{H}_{eff}$  le champ magnétique effectif<sup>1</sup>,  $\gamma$  le ratio gyromagnétique et  $\alpha$  le paramètre de Gilbert. Par ailleurs, puisque l'équation 2.9 conserve le module de l'aimantation, celui-ci est posé égal à l'aimantation à saturation. De plus, dans l'approximation des faibles amplitudes d'oscillations, la composante statique se sépare de la composante temporelle de sorte que  $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}e^{i\omega t}$ , pour l'aimantation et  $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{eff0} + \vec{h}e^{i\omega t}$ , pour le champ effectif. En posant la condition d'équilibre statique,  $\vec{M}_0 \times \vec{H}_{eff0} = \vec{0}$ , et en négligeant les contributions des petites amplitudes,  $\vec{m} \times \vec{h} \approx \vec{0}$ , l'équation 2.9 se linéarise et prend la forme

$$i\omega \vec{m} = \gamma \mu_0 \left\{ \left( \vec{m} \times \vec{H}_{eff0} + \vec{M}_0 \times \vec{h} \right) - \left( \frac{\alpha}{M_s} \right) \vec{M}_0 \times \left( \vec{m} \times \vec{H}_{eff0} + \vec{M}_0 \times \vec{h} \right) \right\}. \quad (2.10)$$

La résolution de l'équation 2.10 pour une structure magnétique donnée établit le tenseur de perméabilité et ainsi permet de déduire, à partir des équations de Maxwell (éq. 2.3), l'impédance du conducteur magnétique. La discussion qui suit présente donc une configuration magnétique des microfils et en déduit leur réponse magnétique.

---

1. Le champ magnétique effectif dépend de la configuration magnétique du matériau. Il se définit, entre autres, par le champ d'anisotropie, le champ d'échange, le champ de désaimantation et le champ externe.

La production par solidification rapide des microfils génère des structures amorphes caractérisant le comportement magnétique doux observé (Mitra et Vázquez, 1990). Toutefois, ces procédés sont susceptibles d'introduire des contraintes mécaniques considérables, dues à une solidification non uniforme. Il se forme alors un couplage entre les contraintes résiduelles et la magnétostriction du matériau, engendrant une anisotropie magnétique. Dans le cas des microfils à base de cobalt, le couplage magnétoélastique favoriserait une structure en double coquille, où le centre se caractérise par une anisotropie axiale et la couche externe, par une anisotropie hélicoïdale (Panina et Mohri, 1994). Une telle configuration est schématisée à la figure 2.3 pour un microfil de CoFeSiB fabriqué par solidification rapide dans l'eau.

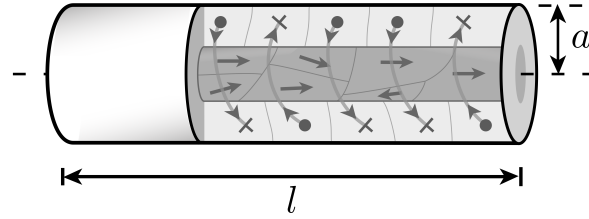


Figure 2.3 Structure magnétique d'un microfil de type Unitika de CoFeSiB (Panina et al., 1995).

En considérant que c'est exclusivement la composante transverse de l'aimantation qui contribue à la magnétoimpédance géante du conducteur, l'état magnétique du matériau se modélise donc par une structure monodomaine, homogène, caractérisé par une anisotropie hélicoïdale  $\vec{H}_k$ , une aimantation statique  $\vec{M}_0 = M_s \hat{n}_m$  et un champ appliqué  $\vec{H}_0$ , comme illustré à la figure 2.4a (Ménard et Yelon, 2000). La figure 2.4b décrit les vecteurs unitaires,  $\hat{n}_m$ ,  $\hat{n}_k$  et  $\hat{n}_z$  qui définissent les angles  $\theta$  et  $\psi$  via les relations  $\cos \theta = \hat{n}_m \cdot \hat{n}_z$  et  $\cos \psi = \hat{n}_k \cdot \hat{n}_m$ . À noter toutefois que dans cette description, le champ de désaimantation est négligé<sup>2</sup> dû à la condition que  $l \gg a$ .

La condition d'équilibre statique se définit alors par  $H_0 \sin \theta - H_k \sin \psi \cos \psi = 0$ , avec  $H_k = 2K_u/(\mu_0 M_s)$ , le module du champ d'anisotropie et  $K_u$  la constante d'anisotropie uniaxiale. La minimisation de l'énergie libre du système permet subséquemment d'exprimer le champ effectif et ainsi, de résoudre l'équation 2.10 (Ménard et Yelon, 2000). La solution au système d'équations obtenu, incluant les équations de Maxwell (éq. 2.3), mène à quatre modes de propagation du champ électromagnétique. En régime linéaire, ceux-ci se distinguent

2. Peut être pris en compte en exprimant  $H_0 \rightarrow H_0 - N_{||} M_z + \dots$ , avec  $N_{||} M_z$  le champ de désaimantation axial.

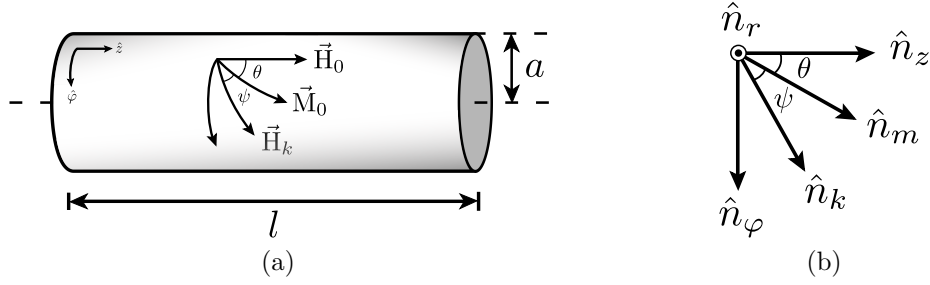


Figure 2.4 (a) Référentiel des champs internes des microfils de CoFeSiBNb, avec  $\vec{H}_0$  le champ appliqué,  $\vec{M}_0$  la composante statique de l'aimantation,  $\vec{H}_k$  le champ d'anisotropie. (b) Définition des angles  $\theta$  et  $\psi$ , via les vecteurs normaux  $\hat{n}_z$ ,  $\hat{n}_m$  et  $\hat{n}_k$ .

par un mode non-magnétique et trois modes magnétiques. La combinaison de ces modes se traduit par des excitations complexes évoquant, entre autres, des ondes de spins dus à l'effet d'échange-conductivité (Ménard, 1999). Étant donné que la minimisation de l'énergie d'échange favorise une configuration parallèle des spins, il en résulte une augmentation de la profondeur de pénétration, en opposition à l'effet de peau du conducteur. Un couplage entre l'interaction d'échange et l'effet de peau se produit, limitant la réponse dynamique de l'aimantation. Du point de vue macroscopique, l'effet d'échange-conductivité se traduit par un accroissement de la section efficace du courant et donc, par une diminution de l'impédance. L'effet d'échange-conductivité crée une limite fondamentale à la magnétoimpédance géante. Un conducteur magnétique en régime alternatif présente une profondeur de pénétration généralement plus grande, par rapport à un conducteur non-magnétique soumis aux mêmes conditions d'excitation. En régime de basse fréquence, puisque l'effet de peau est faible, l'impédance devient dominée par l'effet d'échange-conductivité, tandis qu'à haute fréquence ( $> 100$  MHz) l'interaction d'échange tend à être considérablement atténuée, étant donné le fort effet de peau (Ciureanu et al., 2007).

Le tenseur de perméabilité alors déduit définit le tenseur d'impédance de surface qui, dans la base des champs longitudinaux et azimutaux (Ménard et Yelon, 2000), s'exprime par

$$\begin{bmatrix} e_z \\ e_\varphi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \zeta_{zz} & -\zeta_{z\varphi} \\ \zeta_{\varphi z} & -\zeta_{\varphi\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_z \\ h_\varphi \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

dont les composantes se définissent, pour des conditions frontière de spin libres, comme

$$\zeta_{zz} = \zeta_0 \sin^2(\theta) + \zeta_M \cos^2(\theta) \quad (2.12a)$$

$$\zeta_{\varphi\varphi} = -\zeta_0 \cos^2(\theta) - \zeta_M \sin^2(\theta) \quad (2.12b)$$

$$\zeta_{\varphi z} = -\zeta_{z\varphi} = (\zeta_M - \zeta_0) \sin(\theta) \cos(\theta) \quad (2.12c)$$

avec  $\zeta_0$  et  $\zeta_M$ , les termes respectifs non-magnétique et magnétique de l'impédance de surface et  $\theta$ , l'angle formé entre l'axe du conducteur et la direction de l'aimantation statique (fig. 2.4b). Pour une mesure de tension aux bornes du conducteur (fig. 2.1a), l'impédance de surface s'exprime alors que par la composante  $\zeta_{zz}$  et une perméabilité effective du matériau se définit comme (Ménard et Yelon, 2000)

$$\mu_{eff} = \left( \sqrt{\mu_0} \sin^2(\theta) + \sqrt{\mu_M} \cos^2(\theta) \right)^2 \quad (2.13)$$

avec  $\mu_M$  la perméabilité du matériau et  $\mu_0$  la perméabilité du vide. Dans cette situation, la dépendance de l'impédance en fonction du champ magnétique appliqué provient à la fois de la perméabilité du matériau ( $\mu_m$ ) et de la position de l'aimantation ( $\theta$ ). De plus, à partir des équations 2.12a et 2.13, il s'en déduit respectivement les contributions non-magnétique et magnétique de l'impédance de surface,

$$\zeta_0 = \frac{k_0}{\sigma} \frac{J_0(k_0 a)}{J_1(k_0 a)} \quad (2.14a)$$

$$\zeta_M = \frac{k_M}{\sigma} \frac{J_0(k_M a)}{J_1(k_M a)} \quad (2.14b)$$

avec  $k_M = \sqrt{\mu_M/\mu_0} k_0$  dont  $k_0$  et  $\delta_0$  sont définis à l'équation 2.5. L'impédance d'un conducteur magnétique se simplifie dès lors sous la forme

$$Z = Z_0 + \Delta Z \cos^2 \theta \quad (2.15)$$

où  $\Delta Z = Z_M - Z_0$ , avec  $Z_M$  et  $Z_0$  sont respectivement les contributions magnétique et non-magnétique à l'impédance. La réponse phénoménologique de la magnétomimpédance géante peut, tel qu'illustré à la figure 2.5, s'interpréter comme une variation d'orientation de la composante statique de l'aimantation en fonction du champ appliqué. Pour des fréquences

inférieures aux gigahertz, la variation d'impédance en fonction de  $H_z$  provient conjointement d'un changement d'orientation de l'aimantation et de la réponse en champ de la perméabilité (Ciureanu et al., 2007).

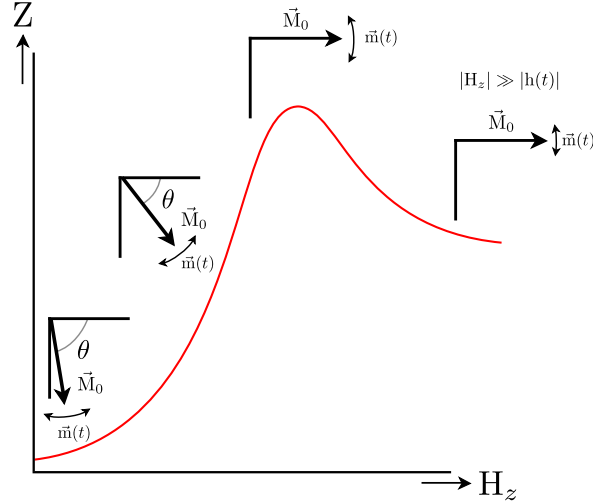


Figure 2.5 Évolution de l'aimantation en fonction du champ appliqué en magnétoimpédance géante linéaire.  $\vec{M}_0$  est la composante statique et  $\vec{m}(t)$  la composante harmonique de l'aimantation.

À champ nul ( $H_z \approx 0$ ), la position statique de l'aimantation est principalement dictée par le champ d'anisotropie et le champ de surface circonférentiel produit par le courant  $ac$ . L'aimantation oscille alors à la même période que le champ de surface, autour de son point d'équilibre<sup>3</sup>. Au fur et à mesure qu'un champ magnétique axial est appliqué, l'aimantation subit une réorientation jusqu'en être complètement aligné. Cette transition qui se traduit également par une variation de perméabilité crée non seulement une augmentation d'impédance, mais également, la signature caractéristique de la réponse. Lorsque l'intensité du champ appliqué devient beaucoup plus grande que le champ interne, la perméabilité diminue et les oscillations de l'aimantation deviennent amorties. La réponse électrique s'assimile alors à celle d'un conducteur non-magnétique.

La sensibilité ohmique des microfils se définit comme les variations linéaires d'impédance en fonction du champ externe. La généralisation à la sensibilité en tension s'exprime donc par

$$S_V = i_{ac} \left. \frac{\partial \Delta Z \cos^2 \theta}{\partial H_z} \right|_{H_0} \quad (2.16)$$

---

3. Pas si elle est parfaitement circonférentielle.

où  $i_{ac}$  est l'amplitude du courant alternatif et  $H_0$  le point de fonctionnement, discuté plus tard à la section 3.4.1. Puisque seule la portion magnétique de l'impédance est influencée par la présence du champ, la sensibilité ne dépend que la réponse magnétique des microfils.

La sensibilité maximale est obtenue lorsque les variations de l'aimantation, combinées à celles de la perméabilité, sont le plus susceptibles de modifier l'impédance du conducteur. Dans ces conditions, de faibles variations en champ externe produisent de grandes variations en impédance, caractérisant ainsi la réponse optimale en magnétoimpédance géante. Toutefois, étant donné que ces conditions favorisent un état magnétique instable, il s'ensuit que toute fluctuation d'état du système se traduit indéniablement par un signal pouvant compromettre la performance du magnétomètre. En particulier, une dégradation du rapport signal sur bruit peut avoir lieu.

C'est dans cette perspective que la section qui suit présente un modèle sur l'origine du bruit magnétique d'un conducteur à magnétoimpédance géante. L'approche adoptée se base sur un formalisme établi par Callen et Welton (Callen et Welton, 1951). Le modèle proposé se distingue des autres formalismes qui exploitent plus directement le théorème de fluctuation-dissipation (Ménard et al., 2006; Melo et al., 2008; Dolabdjian et al., 2014).

## 2.2 Modèle de bruit d'un conducteur magnétique

À l'équilibre thermodynamique, toute quantité macroscopique d'un système maintenu à une température fixe non nulle présente des fluctuations spontanées dues à l'agitation thermique. Bien qu'étant, de manière générale, de magnitudes négligeables par rapport aux quantités mesurées, ces fluctuations sont susceptibles d'influencer le comportement du système. Dans le cas des magnétomètres, ces perturbations établissent un niveau de bruit fondamental, représentant une dégradation du rapport signal sur bruit.

Dans le cas d'un conducteur magnétique, la réponse est particulièrement altérée due aux fluctuations électroniques et magnétiques. En considérant que le système est à l'équilibre thermodynamique, la description de son état se fait à partir de deux paramètres thermodynamiques conjugués, soit un paramètre extensif  $Q$  et un paramètre intensif  $V$ . Ces variables s'interprètent respectivement comme la *réponse* temporelle  $\dot{Q}$  du système sous l'effet d'une *force* généralisée  $V$  dépendante du temps. Le milieu est dit dissipatif s'il est en mesure d'absorber une puissance due à la perturbation  $V$ .

Lorsque la réponse est directement proportionnelle à la *force*, le système est dit linéaire et une impédance se définit comme

$$V = Z \dot{Q}, \quad (2.17)$$

et la puissance dissipée par

$$\mathbb{P} = \frac{1}{2} \frac{\Re\{Z\}}{|Z|^2} V^2 \quad (2.18)$$

où  $\Re\{Z\}$  est la partie réelle de l'impédance et  $V$  l'amplitude de la perturbation harmonique. Dans ces conditions, le théorème généralisé de Callen et Welton (Callen et Welton, 1951)

$$\langle V^2 \rangle = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \Re\{Z(\omega)\} E(\omega, T) d\omega \quad (2.19)$$

s'applique, avec  $\omega$  la pulsation de la perturbation et  $E(\omega, T) = \hbar\omega (1/2 + n)$  la distribution des niveaux d'énergie à la température  $T$ , où  $n = (e^{\beta\hbar\omega} - 1)^{-1}$  et  $\beta = (k_B T)^{-1}$ , avec  $k_B$  la constante de Boltzmann. Une démonstration du théorème est présentée à l'annexe A. L'objectif de la démarche consiste ainsi à traiter de manière alternative l'origine du bruit d'un conducteur magnétique et de corroborer les résultats à ceux déduits plus directement à partir du théorème de fluctuation-dissipation (Ménard et al., 2006; Dolabdjian et al., 2014).

De manière simplifiée, l'expression 2.19 se réécrit avec  $\omega = 2\pi f$  sous la forme

$$\langle V^2 \rangle = \int_0^\infty e_n^2 df \quad (2.20)$$

où

$$e_n^2 = 4 \Re\{Z(\omega)\} E(\omega, T) \quad (2.21)$$

la densité spectrale des fluctuations en  $[V^2/\text{Hz}]$ . L'équation 2.21 définit donc le spectre des fluctuations à l'origine de la dissipation de puissance du système. Dans le cas d'un conducteur



non-magnétique à basse fréquence,  $\Re\{Z(\omega)\} = R_{dc}$ , de sorte qu'en posant<sup>4</sup>  $E(\omega, T) \approx k_B T$ , la densité spectrale de puissance s'exprime par

$$e_n^2 = 4k_B T R_{dc} \quad (2.22)$$

ce qui correspond au théorème de Nyquist (Nyquist, 1928). Ce résultat établit que tout conducteur électrique à l'équilibre thermodynamique se caractérise par une densité spectrale de puissance qui est indépendante du régime d'excitation. Le bruit de Nyquist définit donc un niveau fondamental de fluctuations de nature purement électronique.

Pour un conducteur magnétique, le niveau de bruit s'établit en prenant la partie réelle de l'impédance exprimée à l'équation 2.15. En admettant que  $E(\omega, T) = k_B T$ , la densité spectrale de bruit s'exprime donc comme

$$e_n^2 = 4k_B T \left( \Re\{Z_0\} + \Re\{\Delta Z\} \cos^2 \theta \right). \quad (2.23)$$

Pour des fréquences inférieures aux gigahertz, la contribution non-magnétique aux fluctuations ( $\Re\{Z_0\}$ ) se caractérise par une profondeur de pénétration beaucoup plus grande que le rayon, de sorte que  $\delta_0 \gg a$ . Dans ce cas, l'argument des fonctions de Bessel devient très petit ( $ka \ll 1$ ) et par un développement en série de Taylor,

$$\frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \approx \frac{2}{ka} \left( 1 - \frac{(ka)^2}{4} \right). \quad (2.24)$$

Avec  $k_0^2 = i\mu_0\sigma\omega$ , la contribution non-magnétique aux fluctuations devient

$$\Re\{Z_0\} = R_{dc}. \quad (2.25)$$

De manière plus compacte, l'expression 2.23 se réécrit sous la forme

$$e_n^2 = 4k_B T \left( R_{dc} + R_M \cos^2 \theta \right) \quad (2.26a)$$

---

4. Vrai pour  $k_B T \gg \hbar\omega$

avec la contribution magnétique

$$R_M = \Re \{ \Delta Z \}. \quad (2.26b)$$

Les fluctuations des microfils comportent donc deux contributions, soit une de nature électronique, telle qu'établit par le théorème de Nyquist et une de nature magnétique. Selon le régime d'excitation, soit en régime de faible effet de peau ( $\delta_M \gg a$ ) ou le régime de fort effet de peau ( $\delta_M \ll a$ ), la réponse magnétique du conducteur varie et par conséquent, différentes expressions de la densité spectrale de bruit s'établissent.

En régime de faible effet de peau, le développement en série de Taylor (éq. 2.24) s'applique en considérant que  $k_M^2 = i\mu_M\sigma\omega$  dont  $\mu_M = \mu_0(1 + \chi' + i\chi'')$  avec respectivement  $\chi'$  et  $\chi''$ , la partie réelle et imaginaire de la susceptibilité magnétique. La partie réelle de la contribution magnétique s'exprime donc par

$$R_M = \mu_0 \frac{\omega l}{4\pi} \chi'' \quad (2.27)$$

avec  $l$  la longueur de l'échantillon. Les fluctuations des microfils, en régime de faible effet de peau, s'établissent ainsi

$$e_n^2 = 4k_B T \left( R_{dc} + \mu_0 \frac{\omega l}{4\pi} \chi'' \cos^2 \theta \right). \quad (2.28)$$

La dépendance avec la position  $\theta$  de l'aimantation évoque une dissipation qui est due aux fluctuations de l'aimantation. La relation avec la pulsation  $\omega$  décrit que les pertes sont dans ce cas de nature inductive, causées par des courants de Foucault. Toutefois, afin de lier rigoureusement le bruit des microfils au paramètre de dissipation magnétique, l'expression de  $\chi''$  doit être définie. En particulier, tous les mécanismes à l'origine d'une dissipation magnétique, tels que le déplacement de parois de domaine (effet Barkhausen), l'instabilité des domaines de fermeture ou encore des effets résultant d'inhomogénéités de la structure magnétique, sont compris dans  $\chi''$ .

En régime de fort effet de peau, le comportement du conducteur diffère étant donné que l'impédance est principalement dictée par la profondeur de pénétration. Dans ce cas, l'argument des fonctions de Bessel devient beaucoup plus grand que l'unité ( $ka \gg 1$ ) et les limites

asymptotiques sont considérées. Il peut ainsi être démontré que

$$\frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \approx -i \quad (2.29)$$

avec  $i^2 = -1$ . En posant que  $k_M = k' + ik''$ , la partie réelle du terme magnétique devient

$$R_M = R_{dc} \left( \frac{a}{2} k'' - 1 \right). \quad (2.30)$$

La densité spectrale de bruit (éq. 2.26a) devient alors

$$e_n^2 = 4k_B \text{TR}_{dc} \left( 1 + \left[ \frac{a}{2} k'' - 1 \right] \cos^2 \theta \right). \quad (2.31)$$

En considérant que  $k_M^2 = i\mu_M \sigma \omega$ , avec  $\mu_M \in \mathbb{C}$ , il s'en déduit

$$k'' = \sqrt{\bar{\mu}_M \sigma \omega} \sin \left( \frac{\vartheta}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \quad (2.32)$$

où  $\bar{\mu}_M = \mu_0 \sqrt{(1 + \chi')^2 + \chi''^2}$  et  $\vartheta = \arctan(\chi''/(1 + \chi'))$ . En régime de fort effet de peau les fluctuations sont donc liées au module de la perméabilité  $\bar{\mu}_M$  ainsi qu'au facteur de pertes  $\vartheta$ . Une augmentation du bruit se manifeste lorsque la partie réelle de la perméabilité est nulle, c'est-à-dire  $1 + \chi' = 0$ . Dans ce cas, le facteur de pertes magnétiques est maximal ce qui engendre un accroissement de dissipation.

Dans le but d'établir le lien entre les pertes magnétiques et les fluctuations, un modèle de perméabilité est considéré. En se référant aux travaux de D.Ménard (Ménard et al., 2006) et au développement exposé, la réponse magnétique d'un conducteur magnétique en régime linéaire s'assimile à un mouvement de précession de l'aimantation, de sorte que la réponse magnétique du matériau peut s'exprimer, dans la convention  $\mu_M = \mu' + i\mu''$ , par

$$\frac{\mu_M}{\mu_0} = \frac{\omega_M^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\alpha\omega_M\omega} \quad (2.33)$$

où  $\omega$  est la pulsation de l'excitation,  $\omega_0^2 = \omega_H \omega_M$  la pulsation de résonance, avec  $\omega_M = \mu_0 \gamma M_s$ ,  $\omega_H = \mu_0 \gamma (H_0 \cos \theta + H_k \cos 2\psi)$ ,  $\alpha$  la constante (sans dimension) d'amortissement de Gil-

bert,  $\gamma$  le ratio gyromagnétique,  $\mu_0$  la perméabilité du vide ainsi que  $\theta$  et  $\psi$  les angles définis à la figure 2.4b.

En régime basse fréquence,  $\omega \ll \omega_0$ , la partie réelle de la perméabilité s'exprime par

$$(1 + \chi') = \frac{\omega_M}{\omega_H} \quad (2.34a)$$

et la partie imaginaire par,

$$\chi'' = \frac{\alpha \omega \omega_M}{\omega_H^2}. \quad (2.34b)$$

La densité spectrale de bruit en régime de faible effet de peau (équ. 2.28), s'exprime dans ce cas sous la forme

$$e_n^2 = 4k_B T \left( R_{dc} + \mu_0 \frac{\omega^2 l}{4\pi} \frac{\alpha \omega_M}{\omega_H^2} \cos^2 \theta \right). \quad (2.35)$$

La proportionnalité avec le facteur d'amortissement  $\alpha$  démontre que plus l'aimantation est amortie, plus la dissipation est élevée, et par conséquent, plus les fluctuations sont grandes. Ceci est une manifestation du théorème de fluctuations-dissipation. La dépendance du bruit magnétique avec la pulsation  $\omega$  évoque également une dissipation qui est due aux courants de Foucault. Les fluctuations de l'aimantation induisent des courants, qui à leurs tours, génèrent un champ de perturbation envers l'aimantation. La dissipation est donc dans ce cas de nature inductive.

En régime de fort effet de peau, les expressions de  $\bar{\mu}_M$  et  $\vartheta$  s'expriment conformément aux définitions établies à l'équation 2.32 par

$$\bar{\mu}_M = \frac{\omega_M}{\omega_H} \sqrt{\left( 1 + \left( \frac{\alpha \omega}{\omega_H} \right)^2 \right)} \quad (2.36a)$$

et

$$\vartheta = \arctan \left( \frac{\alpha \omega_M^2 \omega}{\omega_H} \right) \quad (2.36b)$$

Les expressions obtenues démontrent qu'il y a également une augmentation des fluctuations avec l'accroissement du facteur d'amortissement. Cependant, en régime de fort effet de peau la contribution aux fluctuations vient à la fois de la réponse magnétique du matériau, décrit par la partie réelle de la perméabilité et des pertes magnétiques exprimées par la partie imaginaire.

### 2.3 Sommaire

Le formalisme de la magnétoimpédance géante (MIG) linéaire ainsi que celui du bruit des microfils a mis en relation la réponse dynamique de l'aimantation sous l'effet d'une perturbation externe. La sensibilité MIG s'est définie par la variation d'impédance, due à la réorientation de l'aimantation, en fonction du champ externe, alors que le bruit a été associé à des fluctuations de l'aimantation dues, entre autres, aux courants de Foucault. Ces différents mécanismes évoquent une influence mutuelle de sorte que l'accroissement d'un est susceptible de mener à l'augmentation de l'autre. Une discussion plus approfondie de ces effets est traitée au chapitre 4.

## CHAPITRE 3 MÉTHODE EXPÉRIMENTALE

Le chapitre 2 a présenté les fondements de la magnétoimpédance géante linéaire et a exposé le modèle de bruit magnétique des microfils. Il a notamment été question de l'expression de l'impédance d'un conducteur magnétique qui, sous certaines conditions, s'exprime par une superposition d'impédances magnétique et non-magnétique. La réponse électrique en présence d'un champ externe a alors été associée à des processus d'orientation de l'aimantation et à une réponse dynamique de la perméabilité du matériau. Le modèle de bruit magnétique a pour sa part établi que les fluctuations proviennent principalement des pertes par courants de Foucault et l'instabilité de l'aimantation autour de sa position d'équilibre.

Différents moyens d'amélioration des performances et de la reproductibilité des capteurs sont désormais explorés en vue d'applications en magnétométrie. Des traitements physico-chimiques sont proposés : soit le recuit sous contrainte, l'électrodéposition de cuivre aux extrémités et la refonte des pointes par laser. L'approche vise à traiter un ensemble de microfils amorphes de  $\text{Co}_{80.89}\text{Fe}_{4.38}\text{Si}_{8.69}\text{B}_{1.52}\text{Nb}_{4.52}$ , ayant été produit par solidification rapide par trempe sur roue (de l'anglais *melt spinning*) et provenant de MXT Montréal (Strom-Olsen et Rudkowski, 1991; Strom-Olsen, 1994). L'annexe B détaille la méthode de production des conducteurs. Le protocole expérimental propose une implémentation systématique des traitements qui, combinée à différentes méthodes de caractérisations, peuvent être liés à la performance des microfils.

Ce chapitre présente donc la description des traitements physico-chimiques ainsi que les méthodologies développées. Le protocole expérimental est tout d'abord présenté, suivi des techniques de caractérisation préliminaire des microfils. Chaque traitement physico-chimique est ensuite exposé et les méthodes d'évaluation des performances MIG abordées. Le chapitre se conclut par une discussion sur les conditions expérimentales choisies afin d'assurer une étude systématique d'un ensemble d'échantillons.

### 3.1 Protocole

Le protocole (fig 3.1) se divise en deux étapes, soit une première correspondant à la caractérisation préliminaire des microfils et une deuxième axée sur la performance des échantillons en fonction des traitements physico-chimiques. Cette dernière est elle-même divisée en deux sections, soit d'une part l'étude par magnétométrie à haute sensibilité et d'autre part, l'investigation des propriétés magnétiques des matériaux.

Initialement, des segments de 30 cm de longueur sont coupés et examinés à l'aide d'un microscope optique (Wild Heerbrugg M7A 10x) afin d'assurer qu'aucune déformation ou défaut majeur ne soit présent à leur surface. Cinq segments, ayant en commun un aspect visuel similaire, sont ainsi sélectionnés. Ceux-ci définissent les cinq groupes d'échantillons de départ. Chaque groupe est ensuite caractérisé, sous-divisé puis systématiquement traité conformément à la méthodologie (fig. 3.1).

### 3.2 Caractérisations préliminaires

La section qui suit présente la méthodologie adoptée pour la caractérisation préliminaire des segments. Premièrement, la méthode mise au point pour la mesure du diamètre est exposée, suivie de celle développée pour la mesure de résistance. Les résultats obtenus sont finalement combinés afin d'en déduire la résistivité des échantillons.

#### 3.2.1 Diamètre

La méthode pour mesurer le diamètre des microfils se base sur le principe de diffraction laser. En se référant au formalisme de Fraunhofer (voir annexe C), le diamètre s'établit par l'expression

$$d = \frac{m\lambda}{\sin \theta_m} \quad (3.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du laser et  $\theta_m$ , l'angle formé entre l'axe du faisceau incident et le  $m^e$  ordre du minimum d'intensité, comme schématisé à la figure 3.2. L'équation 3.1 se réexprime dans ce cas sous la forme





$$d = m\lambda \frac{\sqrt{X_m^2 + L^2}}{X_m}. \quad (3.2)$$

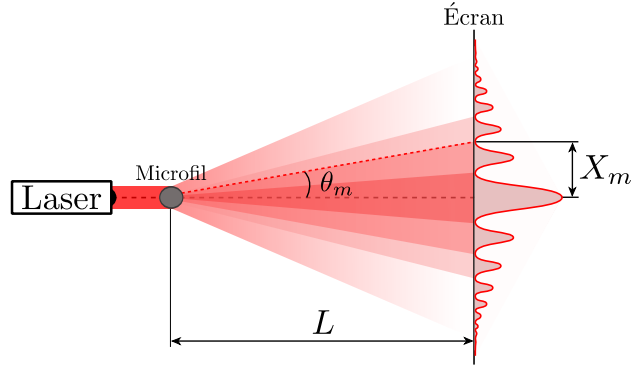


Figure 3.2 Paramètres géométriques de la diffraction laser du microfil.

Un diamètre moyen s'établit à partir des mesures obtenues pour différents ordres de diffraction. Dans le cadre de ce projet, les cinq premiers ordres ont été considérés. L'incertitude de la mesure se détermine en considérant l'erreur statistique et l'erreur expérimentale. L'erreur statistique est obtenue à partir de l'incertitude-type sur la moyenne

$$\frac{\Delta d_{stat}}{d} \% = \frac{2\sigma_d}{d\sqrt{N}} \quad (3.3)$$

avec  $\sigma_d$ , l'écart-type sur les mesures du diamètre  $d$  et  $N$ , la taille de la distribution. Puisque la distribution est de petite taille, l'erreur est pondérée à deux fois l'écart-type. Pour l'erreur expérimentale, celle-ci est déduite à partir du calcul différentiel, d'où

$$\frac{\Delta d_{exp}}{d} \% = \frac{L^2}{X_m^2 + L^2} \left( \frac{\Delta X}{X_m} + \frac{\Delta L}{L} \right). \quad (3.4)$$

En posant que  $\Delta X = 0.2$  cm et  $\Delta L = 0.3$  cm, l'analyse statistique fixe l'erreur relative totale des mesures du diamètre à

$$\frac{\Delta d_{tot}}{d} \% = \frac{\Delta d_{stat}}{d} + \frac{\Delta d_{exp}}{d} = 3 \%. \quad (3.5)$$

L'approche consiste alors à vérifier l'uniformité géométrique des segments sur 30 cm. Le mon-

tage, tel que représenté à la figure 3.3, se compose d'un laser He-Ne (Spectra-Physics Model 102-4), monté sur un support ajustable verticalement, d'un écran, où le patron de diffraction est noté, et d'un appui mobile sur lequel un échantillon est fixé à l'aide d'un ruban faiblement adhésif. Ce dernier est par ailleurs maintenu le plus près possible de la source lumineuse, dans le but d'avoir le patron de diffraction le plus net possible. Dans le cadre de ce projet, une distance de plus de 120 cm a été maintenue entre l'écran et l'échantillon.

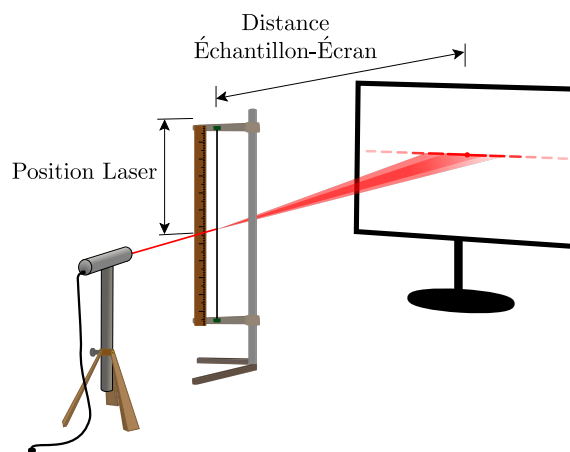


Figure 3.3 Montage expérimental pour la mesure du diamètre des segments.

Une règle annexée à l'appui permet également d'évaluer les déplacements du laser. Ainsi, pour chaque segment de 30 cm, 28 mesures sont complétées, avec un pas de 1 cm. Les résultats obtenus pour les 5 groupes d'échantillons sont présentés à la figure 3.4.

Dans les intervalles d'erreurs considérés, les résultats obtenus présentent des profils de diamètre sensiblement uniformes. Seul le segment No.1 possède une importante variation, atteignant près de  $10 \mu\text{m}$  entre ses extrémités. Les échantillons No.2 et No.3 sont les plus uniformes alors que le No.5 est celui de plus faible diamètre. Ces observations ont également été vérifiées en microscopie optique, comme le témoigne la figure 3.5.

Les images obtenues (microscope Olympus BX5, objectif Olympus UMPlanF1, caméra Olympus DP12)<sup>1</sup> sont en accord avec les observations établies à partir des mesures par diffraction. Les images confirment des diamètres moyens variant entre 30 et  $40 \mu\text{m}$ , en plus de constater, dans certains cas, des variations du profil tel que présenté aux figures 3.5a et 3.5b, alors que dans d'autres cas, aucune variation significative n'est observée, comme démontré à la figure 3.5c. Il

1. L'accès aux installations est une gracieuseté du professeur Richard Martel.

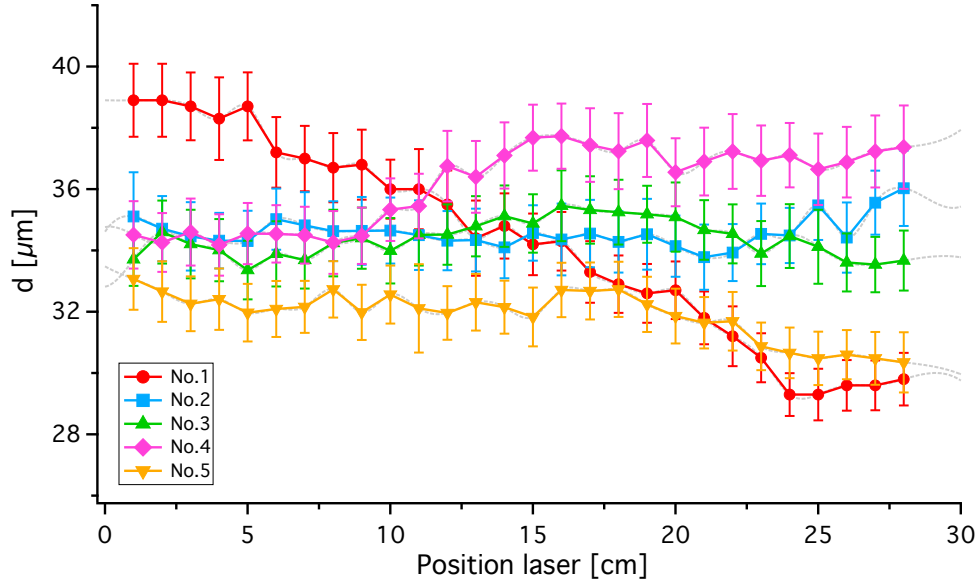


Figure 3.4 Mesures du diamètre des segments de 30 cm en fonction de la position du laser.

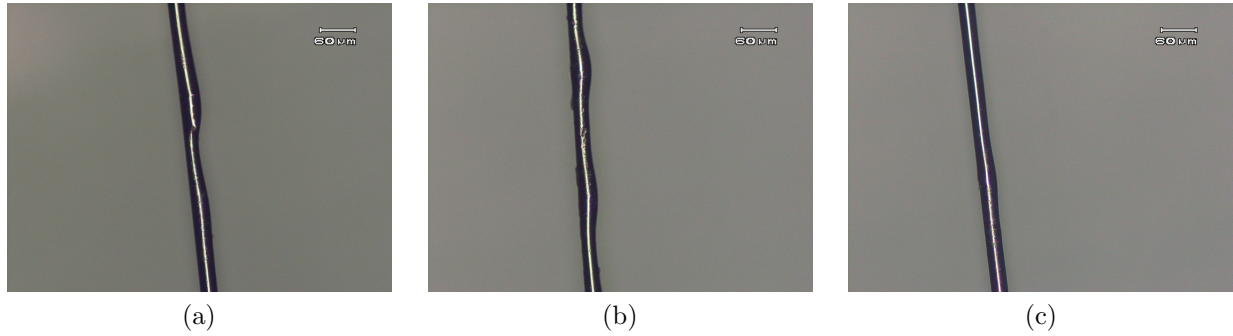


Figure 3.5 Clichés du profil géométrique des microfils.

n'est cependant pas particulièrement surprenant d'observer de telles variations pour ce type de matériau, étant donné qu'ils sont produits par solidification rapide. De fortes contraintes, mécaniques et thermiques, sont responsables des irrégularités de forme observées. Malgré tout, à la lumière des résultats, il est admis que pour des longueurs inférieures à 5 cm, un profil avec moins de 3 % de variabilité peut être obtenu. Dans ces conditions, les microfils sont approximés comme des conducteurs cylindriques parfaits. La section qui suit aborde à présent, la caractérisation en résistance des segments.

### 3.2.2 Résistance

Les mesures de résistance ont pour objectif de vérifier l'uniformité électrique des microfils et d'établir leur profil de résistivité. La méthodologie proposée consiste d'abord à établir le profil de résistance des segments et ensuite à corrélérer les mesures à celles du diamètre de manière à en déduire le profil de résistivité.

Un soin particulier doit cependant être fait dans le cadre de cette caractérisation, afin d'assurer le maintien des propriétés magnétiques des microfils une fois les mesures complétées. Toutes contraintes appliquées, qu'elles soient mécaniques ou thermiques, peuvent endommager de manière irréversible la structure, détériorant ainsi la magnétoimpédance géante des échantillons. La méthode alors développée dans le cadre de ce travail consiste à former des contacts électriques par pincement mécanique, comme schématisé à la figure 3.6. Une vis d'ajustement permet d'appliquer une légère pression sur la borne de contact de manière à assurer une stabilité électrique du microfil. Cette approche est préférée à celle par contacts soudés pour deux raisons. Premièrement, le contact électrique est facile à reproduire et deuxièmement, aucune contrainte thermique n'est appliquée durant l'intervention, ce qui élimine un facteur de dégradation important sur l'état magnétique du matériau. Un multimètre de précision (Keithley 2400) est utilisé pour mesurer les résistances.

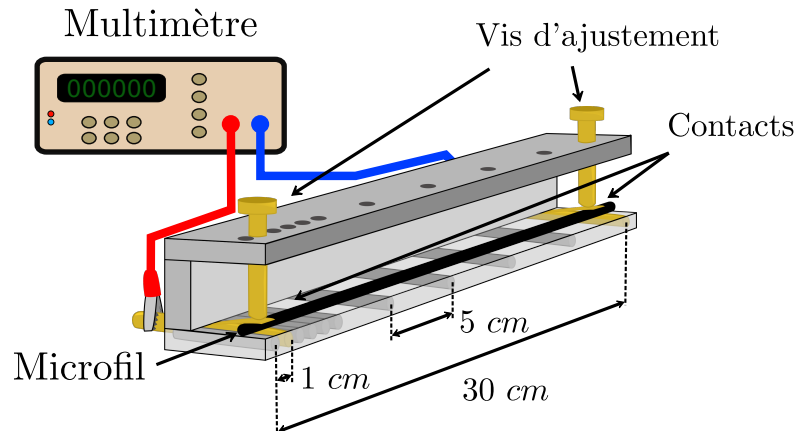


Figure 3.6 Montage expérimental conçu et développé spécifiquement pour la mesure de la résistance  $dc$  des segments de 30 cm.

Un segment de 30 cm est ainsi positionné au centre du support comprenant deux prises de contact et deux vis d'ajustement. Ceux-ci assurent à la fois le contact électrique pour la mesure de résistance et le maintien en place de l'échantillon. Une série de brèches sont également présentes, permettant de positionner les contacts à différents endroits le long du

segment. Le profil de résistance peut ainsi être mesuré. À noter que la méthode choisie diffère d'une mesure quatre pointes, pour essentiellement des raisons de commodité. L'usage d'un multimètre assure une plus grande flexibilité pour mesurer le profil de résistance le long des échantillons. Des essais préliminaires ont par ailleurs permis de conclure la conformité entre les deux approches.

Les mesures complétées le long des segments se font en gardant une distance de 5 cm entre les contacts. La figure 3.7 présente la méthodologie pour laquelle un total de six mesures par segments de 30 cm sont complétées.

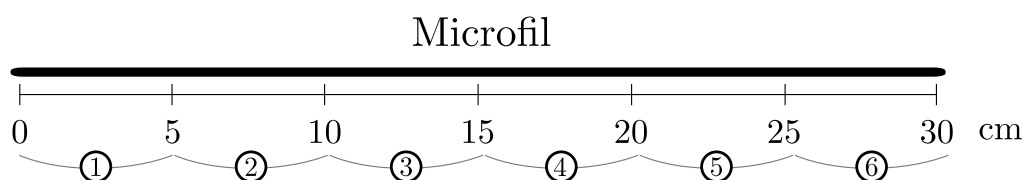


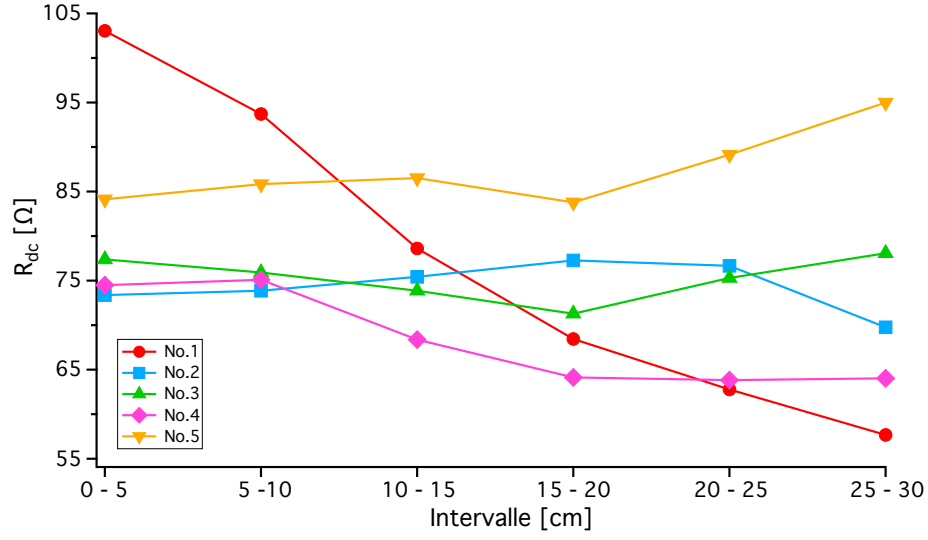
Figure 3.7 Protocole de mesures de la résistance *dc* le long des segments.

La calibration du montage à partir de résistance de précision ( $\pm 1\%$ ) a démontré un parfait accord, de sorte que l'erreur sur la mesure est, en première approximation, négligée. Le profil en résistance des échantillons est ainsi présenté à la figure 3.8a et comparé, à la figure 3.8b, au profil géométrique, tel que déduit par l'interpolation<sup>2</sup> des mesures de diamètres. À noter que dans cette représentation, l'erreur sur le diamètre n'est pas représentée.

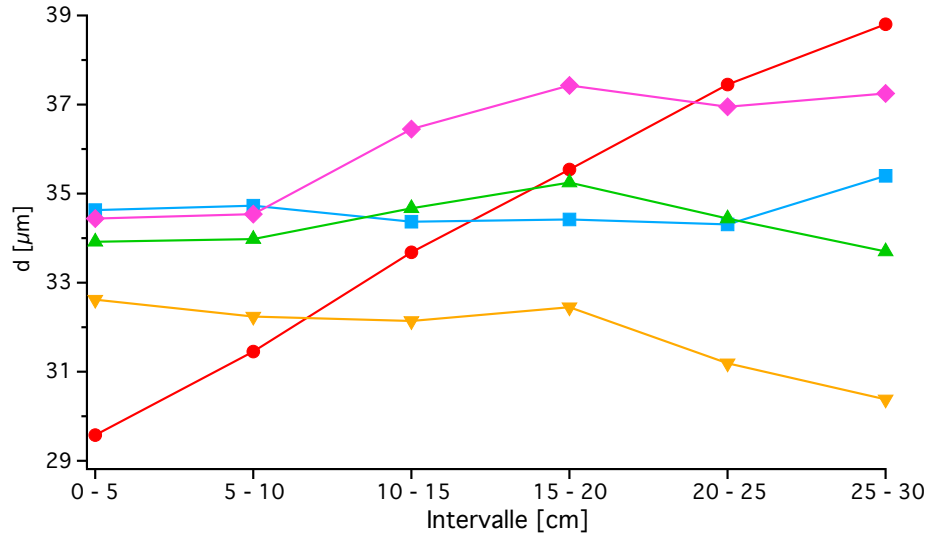
Un lien évident s'établit alors entre la résistance et le diamètre des segments. La variation de résistance de l'échantillon No.1 s'explique par son profil géométrique, où des écarts relatifs de 44 % et de 41 %, s'établissent respectivement entre le maximum et le minimum de résistance et de diamètre. De manière similaire, il en résulte que le segment (No.5) de plus petit diamètre se caractérise par la plus grande résistance et à l'inverse, au plus gros échantillon lui est associé la plus petite résistance (No.4). Ces observations valident la consistance des méthodes et ainsi permettent de déduire le profil de résistivité des microfils.

Deux moyens sont utilisés pour établir la résistivité des échantillons. La première méthode se base sur un calcul direct à partir des mesures de résistance et de diamètre alors que la deuxième consiste à interpoler les mesures de résistances, normalisées par la longueur, en fonction de l'inverse des diamètres au carré. Dans le cas du calcul direct, l'erreur sur la

2. La fonction *csaps* de Matlab a été utilisée pour l'interpolation.



(a)



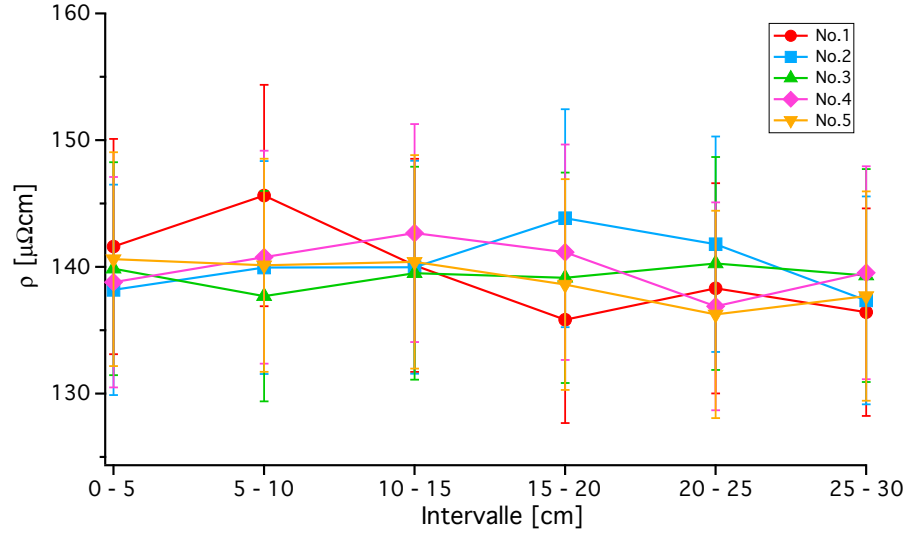
(b)

Figure 3.8 (a) Mesures de la résistance et (b) diamètre estimé par intervalle de 5 cm.

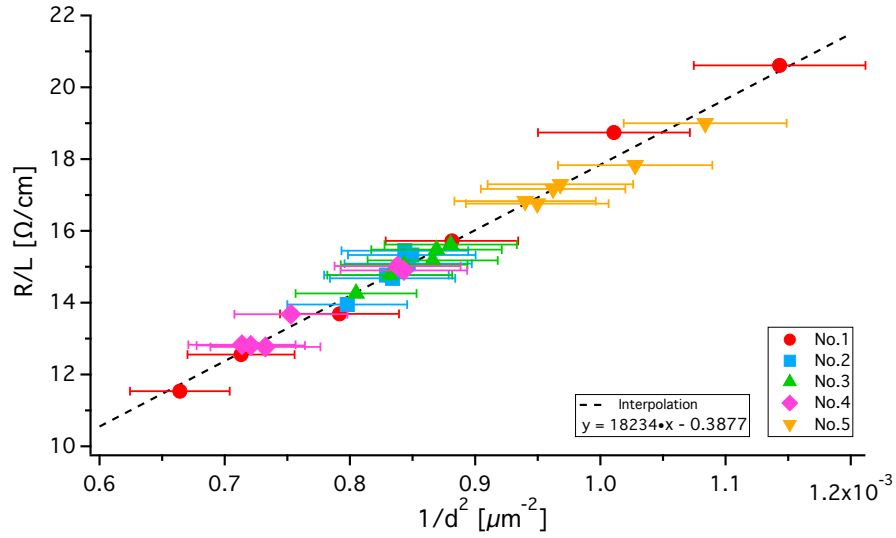
mesure se déduit à partir du calcul des dérivées partielles, d'où

$$\Delta\rho = \frac{\pi}{4} \left( \frac{Rd^2}{l^2} \Delta l + 2 \frac{R}{l} d \Delta d + \frac{d^2}{l} \Delta R \right) \quad (3.6)$$

avec  $\Delta l$ ,  $\Delta d$  et  $\Delta R$  les incertitudes respectives sur la longueur, la résistance et le diamètre. L'erreur sur la résistivité est alors estimée en considérant que la majeure contribution à l'incertitude provient de l'erreur sur le diamètre, de sorte que  $\Delta d \gg \{\Delta l, \Delta R\}$ . Dans ce cas,



(a)



(b)

Figure 3.9 (a) Profil de résistivité le long des segments et (b) interpolation linéaire des résistances normalisées en fonction de l'inverse au carré des diamètres.

en considérant que  $\Delta d/d = 3 \%$ , une erreur sur la résistivité de l'ordre de  $\Delta\rho = 6 \%$  est déduite. Il en résulte alors, comme le démontre la figure 3.9a, qu'aucune variabilité de la résistivité ne peut être décelée dans ces conditions. De plus, considérant que l'erreur en est même sous-estimée, il s'en conclut que la mesure de résistivité est de faible précision. La résistivité des échantillons s'établit alors, par cette méthode, à  $(140 \pm 8) \mu\Omega\text{cm}$ . La deuxième méthode, soit par régression linéaire, est présentée à la figure 3.9b.

La pente de l'interpolation entre la résistance normalisée et l'inverse du diamètre au carré définit à une constante près la résistivité moyenne des échantillons. L'incertitude sur l'estimation se détermine par la méthode des extrêmes, dont l'erreur relative de  $1/d^2$  est calculé par la dérivée partielle. La résistivité des échantillons déduite par cette méthode s'établit à  $(143 \pm 9) \mu\Omega\text{cm}$ , ce qui est en accord avec le calcul précédent. Ces deux méthodes permettent ainsi de fixer la résistivité moyenne des microfils à  $(142 \pm 10) \mu\Omega\text{cm}$ .

Cette partie de la discussion complète ainsi la caractérisation préliminaire des segments de 30 cm. Chaque segment est ensuite coupé en sous-segments, lesquels sont à nouveau caractérisés en diamètre, puis traités conformément au protocole expérimental. Deux sous-groupes, par segments de 30 cm, sont ainsi formés. Le premier possède six échantillons de 4 cm ( $6 \times 4$  cm), dédié aux traitements physico-chimiques suivit de l'étude en magnétométrie à haute sensibilité et le second comprend un échantillon de 6 cm ( $1 \times 6$  cm), consacré à l'analyse des propriétés magnétiques après avoir été traité. La section qui suit aborde la description des traitements physico-chimiques.

### 3.3 Traitements physico-chimiques

L'approche proposée pour étudier l'impact des traitements physico-chimiques sur les performances en magnétométrie à haute sensibilité consiste à traiter, de manière individuelle, chaque groupe de sous-segments. La notion de *groupe* se réfère ici à l'un des segments de 30 cm alors que la notion de sous-groupe renvoie à l'étude des traitements physico-chimiques soit, par magnétométrie à haute sensibilité ou soit par les mesures des propriétés magnétiques, comme l'illustre la figure 3.10. Une sélection aléatoire est ensuite réalisée parmi les échantillons d'un même sous-groupe, afin de procéder aux traitements physico-chimiques. Un certain nombre d'échantillons ont ainsi été mis de côté.

La description des méthodes se fait dans l'ordre suivant : d'abord, le recuit sous contrainte est détaillé, suivi de l'électrodéposition de cuivre aux extrémités puis de la refonte des pointes par laser.

#### 3.3.1 Recuit sous contrainte

Le traitement par recuit consiste à élever en température un échantillon, afin de faciliter la relaxation et l'uniformisation des contraintes résiduelles. En appliquant un champ externe, il devient possible de réorienter l'aimantation et ainsi d'induire une anisotropie magnétique



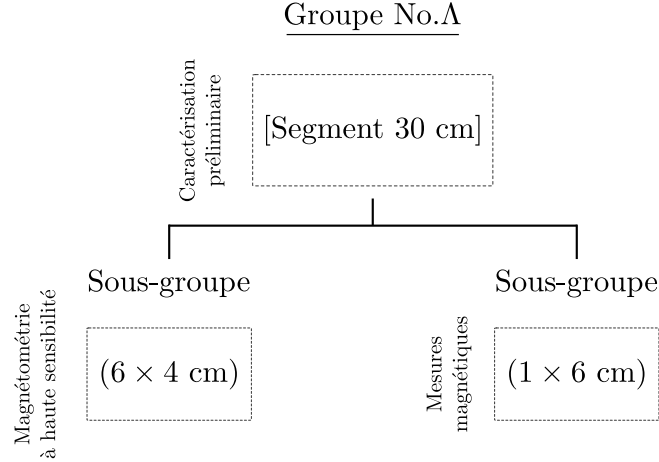


Figure 3.10 Nomenclature de la méthodologie.

(Berry et Pritchett, 1975). Selon la magnétostriction du matériau, l'effet d'une contrainte mécanique peut également engendrer une anisotropie, qui est produite dans ce cas par le couplage magnétoélastique. Dans le cas des microfils de CoFeSiBNb, étant donné que leur magnétostriction est légèrement négative (Mohri et al., 1990), une contrainte en tension produit une anisotropie circonférentielle, favorable à une augmentation de la sensibilité en magnétoimpédance géante (Mitra et Vázquez, 1990; Atkinson et Squire, 1997).

Le traitement de recuit, développé dans le cadre de ce projet, consiste à chauffer un microfil par effet Joule et simultanément le maintenir sous une contrainte en tension. Par ce moyen, la combinaison d'une magnétostriction négative et d'un champ magnétique circonférentiel, produit par le courant appliqué, renforce et uniformise l'anisotropie circonférentielle des conducteurs (fig. 3.11a). Une source de courant continu (Keithley 225) est utilisée pour élever et maintenir fixe la température des échantillons, alors qu'une vis micrométrique permet d'appliquer la déformation longitudinale (fig. 3.11b). Le microfil est soudé sur le porte-échantillon.

Le choix du courant appliqué est décisif sur le degré de renforcement de l'anisotropie. Deux points méritent ici d'être relevés, soit celui d'une température de recuit constante et celui du champ circonférentiel, généré par le courant à la surface du microfil. Par la loi d'Ampère, il s'en déduit que

$$I = \pi H_{\varphi} d, \quad (3.7)$$

avec  $H_{\varphi}$ , le champ de surface produit par le courant de recuit  $I$  et  $d$ , le diamètre du conduc-

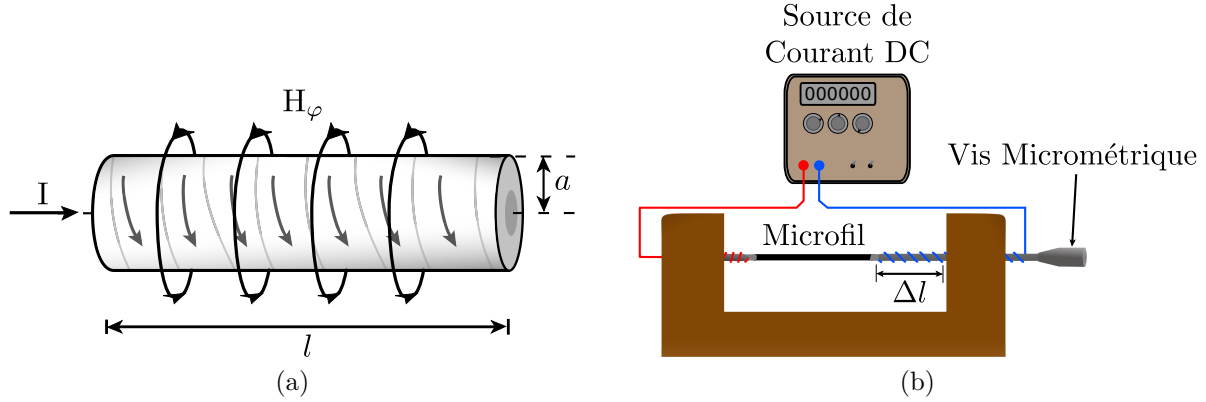


Figure 3.11 (a) Champ de surface circonférentiel  $H_\varphi$  produit par la densité de courant  $J = I/\pi a^2$  et (b) montage expérimental du traitement de recuit sous contrainte.

teur. Or, étant donné la variabilité en diamètre des microfils (fig. 3.8b), un choix doit être fait entre une méthode de recuit à température fixe ou à champ fixe. Puisque le renforcement de l'anisotropie dû au champ circonférentiel de recuit peut ultérieurement être contrebalancé par les conditions d'excitation de la magnétoimpédance géante (discutées à la section 3.4.1), il en résulte qu'un recuit à température et à contrainte appliquée fixes sont les mieux adaptés, malgré le fait que le champ de surface varie.

La température des microfils est également une condition déterminante à la méthode de recuit. Il est en particulier important de bien connaître les conditions de dissipation thermique des échantillons, afin de ne pas chauffer au-delà de la température de Curie, de l'ordre de 295°C (Ciureanu et al., 2004), mais surtout ne dépasser la température de cristallisation d'environ 350°C (Rudkowska, 2012). Un contrôle adéquat de la température via le courant appliqué est donc essentiel. L'analyse thermodynamique du processus de recuit, présentée à l'annexe D, déduit la densité de courant en fonction de la température  $T$ , comme

$$J_{dc} = \left( \frac{h}{AR(T)} (T - T_0) \right)^{1/2} \quad (3.8)$$

où  $h$  est le coefficient de transfert thermique,  $A$  la section de l'échantillon,  $R(T)$  la résistance à la température  $T$ , et  $T_0$  la température du bassin thermique, ici posée à 25°C. Dans le cas des microfils amorphes de CoFeSiBNb, il s'en est déduit (annexe D) un coefficient de transfert thermique de  $h = 3.0 \cdot 10^6 \text{ W}/(\text{m}^2\text{°C})$ . Pour un recuit à 100°C, tel que recommandé par P. Ciureanu (Ciureanu et al., 2004), la densité de courant de recuit est donc de

$$J_{dc} = 0.066 \frac{\text{mA}}{\mu\text{m}^2}. \quad (3.9)$$

Le temps de recuit est fixé à 15 min, également basé sur les recommandations de P. Ciureanu. Aucun processus spécifique n'est appliqué en ce qui concerne le processus de refroidissement. Il est supposé que l'échantillon atteint rapidement l'équilibre thermodynamique et que les mécanismes de relaxation assurent le maintien d'un axe d'anisotropie uniforme et renforcé dans la direction circonférentielle. De plus, l'analyse thermique, détaillée à l'annexe D, démontre que pour des courants inférieurs à 10 mA<sub>dc</sub> les microfils ne subissent pas d'élévation de température (fig. D.4). Il est par conséquent admis que les conditions d'excitations de la magnétoimpédance géante, considérée dans le cadre de ce travail, n'engendrent pas, du moins de manière significative, une dérive thermique des propriétés des microfils.

La condition sur la contrainte appliquée est établie à partir de la position en champ du maximum de réponse en magnétoimpédance géante. Cette dernière, pouvant s'assimiler, en première approximation, à l'amplitude du champ d'anisotropie circonférentiel (Ménard et al., 2009), il devient dès lors possible de conditionner la déformation par une mesure de l'anisotropie du matériau. Ainsi, le choix d'un recuit, sous une déformation équivalente à un champ d'anisotropie de 100  $\mu\text{T}$ , a été considérée (Ciureanu et al., 2004). La figure 3.12 présente un exemple d'augmentation de l'anisotropie sous l'influence d'une déformation en tension. L'effet du traitement de recuit est également démontré, mettant en valeur l'accroissement considérable de la sensibilité (pente de la région linéaire ; traité à la section 3.4) après relaxation de la contrainte appliquée.

Étant donné l'impact décisif du traitement de recuit sur la réponse magnétique, tous les microfils dédiés à l'analyse en magnétométrie à haute sensibilité sont alors recuits. Cette approche systématique a pour avantage de permettre la mesure de la magnétoimpédance géante de chaque échantillon, préalablement aux autres traitements physico-chimiques, en plus d'assurer une démarche d'uniformisation, notamment en ce qui a trait à la sensibilité dans des conditions d'excitation données. Un total de 19 échantillons<sup>3</sup> ont ainsi été recuit dans les mêmes conditions. La figure 3.13 compare la sensibilité de ces échantillons à 1 mA<sub>rms</sub>, 0 mA<sub>dc</sub> et 10 MHz, entre l'étape d'avant recuit, lorsque soumis à une déformation en tension équivalente à  $H_k = 100 \mu\text{T}$ , et après recuit une fois la contrainte retirée.

---

3. La série No.1 présente un échantillon de moins étant donné qu'il y en a eu un qui s'est brisé lors du recuit.

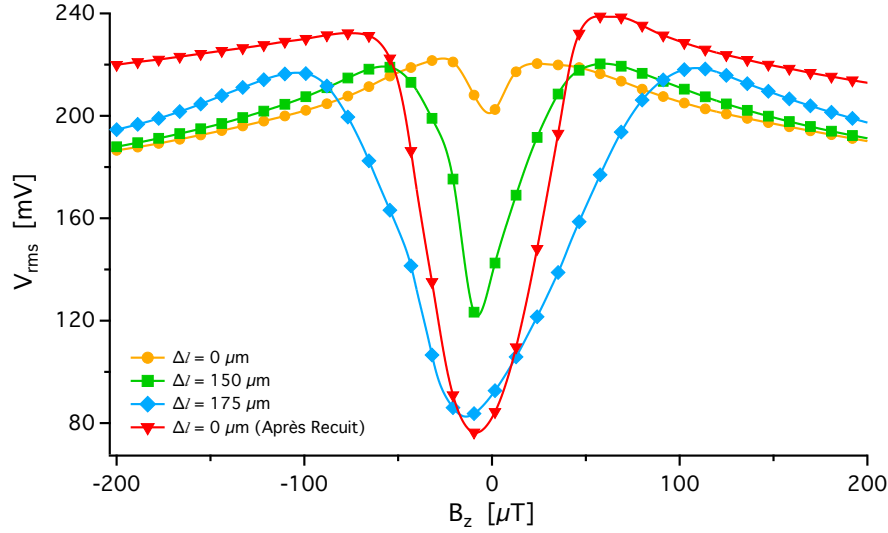


Figure 3.12 Effet de la contrainte mécanique et du traitement de recuit sur la magnétoimpédance géante des microfils. Le recuit est complété lorsqu'une déformation équivalente à  $H_k = 100 \mu\text{T}$  est obtenue. Les réponses MIG sont réalisées à  $1 \text{ mA}_{\text{ac}}$ ,  $0 \text{ mA}_{\text{dc}}$ ,  $10 \text{ MHz}$ .

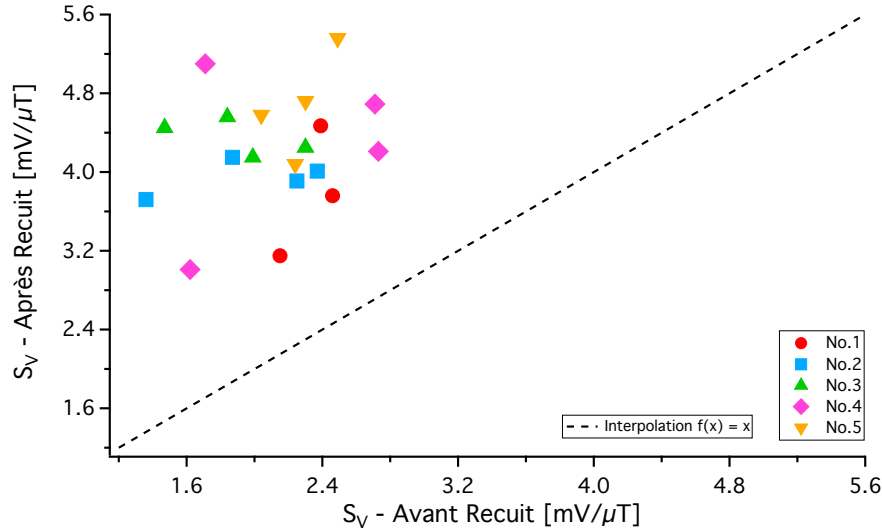


Figure 3.13 Sensibilités avant et après le traitement de recuit ( $1 \text{ mA}_{\text{rms}}$ ,  $0 \text{ mA}_{\text{dc}}$  et  $10 \text{ MHz}$ ).

Les résultats démontrent de toute évidence des gains considérables en sensibilité, malgré la dispersion des résultats. La sensibilité moyenne passe en effet de  $2.1$  à  $4.2 \text{ mV}/\mu\text{T}$ , alors que l'écart-type augmente de  $0.4$  à  $0.6 \text{ mV}/\mu\text{T}$ . Cette distribution peut s'expliquer par des renforcements inégaux de l'anisotropie due à la variabilité en diamètre, comme discuté précédemment, ou encore, provenir d'inhomogénéités intrinsèques aux microfils. Considérant que les échantillons sont produits par solidification rapide, il est fort probable que des défauts

ou des impuretés, présent dans la structure, interviennent comme mécanismes d'atténuation et produisent une disparité de la sensibilité. En particulier, certaines tendances démontrent, pour des échantillons provenant d'un même groupe, une uniformisation évidente de la sensibilité. Les groupes No.2 et No.3 présentent ainsi une homogénéisation de leurs sensibilités après recuit, malgré leurs dispersions initiales. Cette tendance se corrobore également avec leurs profils de résistance (fig. 3.8a) et de diamètre (fig. 3.8b), caractérisés par de modestes variations. Toutefois, les échantillons des groupes No.4 et No.5, qui présentent un profil en résistance en diamètre similaire aux deux autres groupes, se caractérisent par des sensibilités très variées. Ce type de comportement semble corroborer l'idée de mécanismes intrinsèques qui limitent le renforcement et l'uniformisation de la sensibilité via le traitement de recuit.

Malgré tout, le traitement de recuit assure l'optimisation en sensibilité des microfils. Le choix d'appliquer le traitement à tous les échantillons est alors justifié. La section qui suit aborde à présent la méthodologie du traitement d'électrodéposition de cuivre aux extrémités des échantillons.

### 3.3.2 Électrodéposition

L'électrodéposition de cuivre a pour but de faciliter et d'uniformiser les contacts entre les microfils et l'électronique de conditionnement, de manière à minimiser la variabilité des performances des capteurs. En particulier, la méthode peut être une solution adaptée pour réduire le bruit électronique associé à de mauvais contacts.

La méthode mise au point dans le cadre de ce mémoire consiste à déposer, par galvanoplastie d'une solution de sulfite de cuivre, une couche de cuivre aux extrémités des microfils. Dans le but d'assurer un dépôt homogène, plus de 10 mm des bouts des échantillons sont préalablement rincés à l'acétone puis trempés durant cinq minutes dans une solution à 20 % d'hydroxyde de sodium. Par ce moyen les graisses et les poussières accumulées en surface sont éliminées (Lou et Huang, 2006). La méthode, schématisée à la figure 3.14, consiste ensuite à submerger quatre millimètres de microfil dans la solution d'électrolyse. La composition chimique de cette dernière a été prélevée des travaux de thèse de L.P. Carignan (Carignan, 2012). Deux anodes de cuivre, placées aux antipodes de l'échantillon, sont utilisées pour assurer une meilleure uniformité des couches. Une source de courant continu (Heka PG310), contrôlée par ordinateur, maintient le taux de déposition constant, ici établi à partir d'une densité de courant de  $46.5 \text{ mA/cm}^2$  (Carignan, 2012).

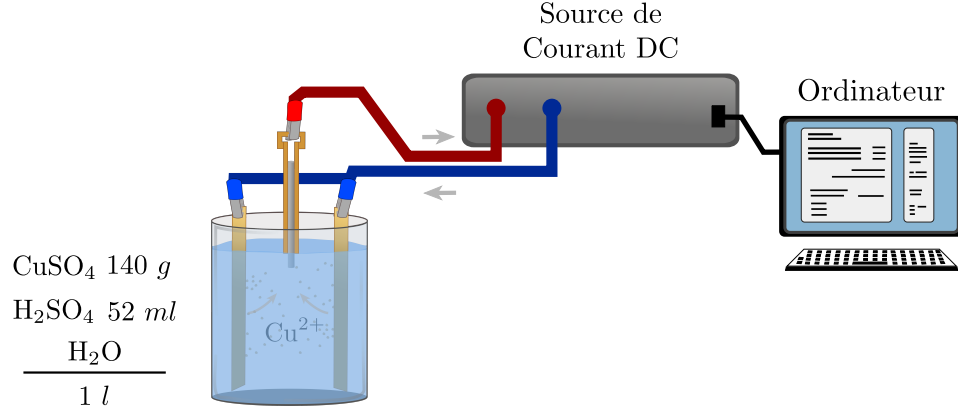


Figure 3.14 Montage expérimental pour le traitement d'électrodéposition de cuivre aux extrémités.

La quantité de cuivre déposée est évaluée par la stocheométrie de la réaction. En posant que seule la recombinaison  $\text{Cu} \rightleftharpoons \text{Cu}^{2+} + 2\text{e}^-$  intervient lors de l'électrodéposition, le ratio d'un atome de cuivre pour deux électrons injectés, s'utilise alors pour établir le niveau de cuivre déposé. Par la loi d'électrochimie de Faraday (Lou et Huang, 2006), l'épaisseur totale s'exprime à partir de

$$\delta = \frac{M_m}{nF\rho_m} \int J dt \quad (3.10)$$

avec  $M_m$  la masse atomique de l'élément déposé,  $\rho_m$  sa densité massique,  $n$  le nombre de charges de valence impliqué,  $F$  la constante de Faraday ( $9.65 \cdot 10^4$  C/mol) et  $J$  la densité de courant appliquée. Pour une densité de courant de  $46.5$  mA/cm<sup>2</sup>, il s'en déduit dès lors un taux de déposition de  $0.017$  μm/s. La figure 3.15 présente des images de dépôts, obtenus pour différents temps d'électrolyse.

Les épaisseurs des dépôts sont d'environ  $0.5$  μm,  $1$  μm et  $2$  μm respectivement. Pour des temps de dépôt inférieur ou égal à la minute, tel qu'observé aux figures 3.15a et 3.15b, le dépôt est irrégulier, laissant présager une éventuelle instabilité des contacts électrique. Un temps de 120 secondes (fig. 3.15c), démontrant une meilleure uniformisation de la couche, est donc choisi pour la méthode d'électrodéposition de cuivre aux extrémités.

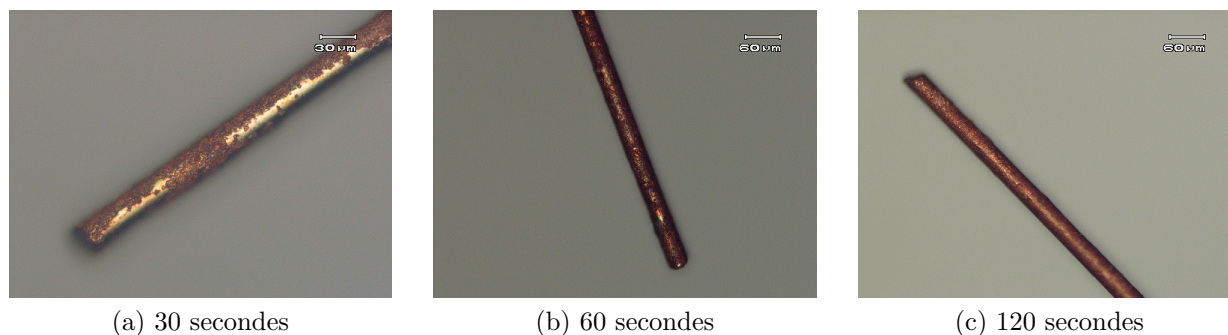


Figure 3.15 Dépôts de cuivre pour différents temps d'électrodéposition.

### 3.3.3 Refonte par laser

Le traitement de refonte des pointes par laser consiste à modifier aux extrémités la forme des microfils. Le but de la méthode est d'éliminer les irrégularités géométriques, susceptibles de détériorer l'uniformité de l'aimantation. Comme présentée à la figure 3.16, la coupe des échantillons au ciseau engendre, de manière fréquente, des profils asymétriques aux extrémités. Dans de tels cas, un champ de désaimantation non uniforme peut générer une instabilité de l'aimantation et par conséquent être une source de bruit.

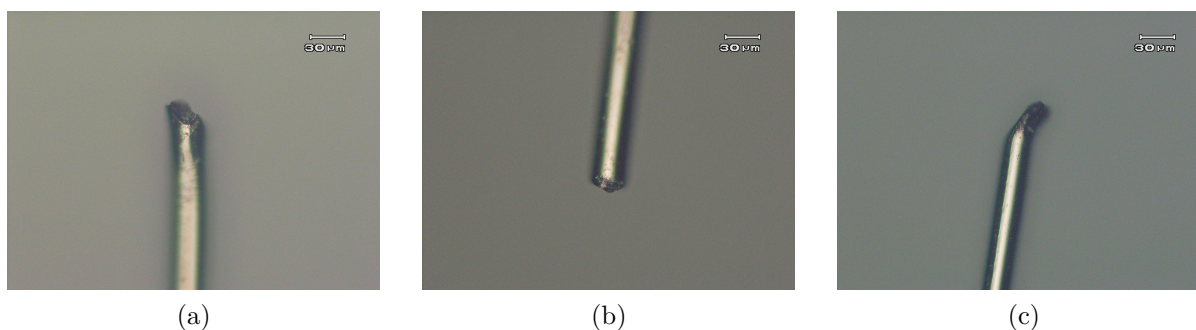


Figure 3.16 Extrémités des microfils après avoir été coupés au ciseau.

La méthode de refonte par laser consiste à fondre localement les segments, afin de reformer leurs extrémités. Un laser  $\text{CO}_2$  (Syrad 48-series), installé dans le laboratoire du professeur d'Yves-Alain Peter, est utilisé pour cette procédure. Caractérisé par une longueur d'onde de  $10\text{ }\mu\text{m}$  et une largeur à mi-hauteur de l'ordre de  $250\text{ }\mu\text{m}$ , des pulses de  $5\text{ W}$  sont focalisés à l'embout des échantillons, comme schématisé à la figure 3.17. Un débit d'azote, annexé à une source de vide, est utilisé pour éviter que des débris ne s'introduisent comme contaminants dans la structure. Les microfils sont maintenus en place grâce à un petit ai-

mant et leur positionnement, dans l'aire du faisceau, se fait à partir d'un support à trois axes.

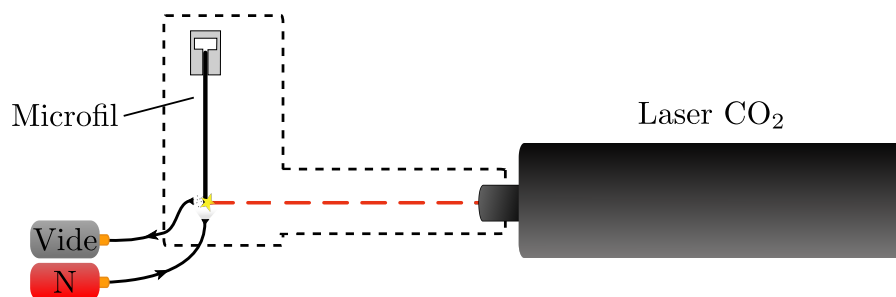


Figure 3.17 Montage expérimental pour le traitement de refonte par laser.

Dans ces conditions un seul pulse de 0.25 seconde est suffisant pour refondre les microfils, comme présentés à la figure 3.18. Bien que la méthode permette une restructuration rapide et immédiate des segments, une des difficultés réside à contrôler les formes finales. La condition d'une refonte idéalement reproductible est par conséquent difficile à atteindre.

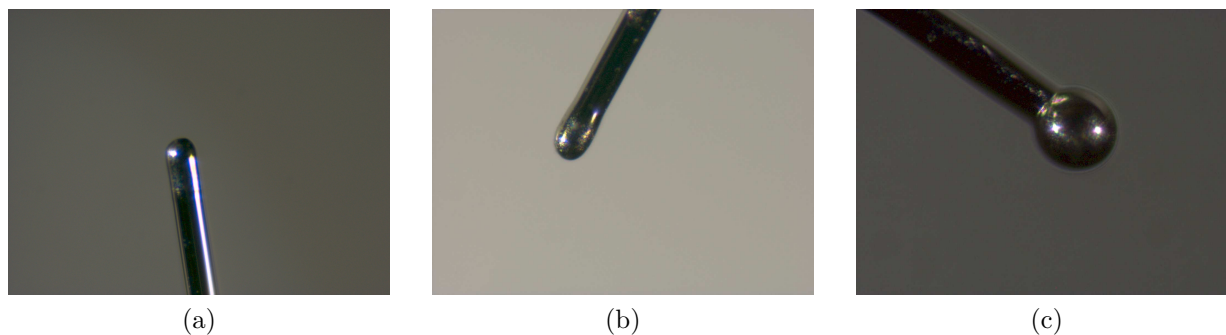


Figure 3.18 Extrémités des microfils après avoir été refondus par laser.

Dans certains cas, des pointes définitivement ellipsoïdales (fig. 3.18a) sont obtenues, alors que dans d'autres la forme tend plutôt à être hémisphérique (fig. 3.18b), voire même complètement sphérique (3.18c). Les facteurs influençant la géométrie des pointes sont sensiblement difficiles à établir et dépasse quelque peu le cadre de ce travail. Toutefois, certaines hypothèses peuvent se formuler, comme l'incertitude du bon positionnement de la focale sur l'échantillon ou encore, une dissipation thermique inégale entre les microfils. L'orientation du microfil présente également une problématique, étant donné d'une part la précarité du système de fixation utilisé et d'autre part, les tendances des microfils à ne pas être parfaitement rectilignes. Ces facteurs compliquent la reproductibilité de la méthode.



Malgré tout, le traitement de refonte par laser est un moyen intéressant pour restructurer les extrémités des échantillons. Par sa simplicité d'utilisation et sa rapidité, un grand nombre de microfils peuvent être traités. Suivant les mêmes arguments que pour l'électrodéposition de cuivre, parmi l'ensemble des segments, seule une portion subit la refonte des pointes par laser. L'objectif du traitement est ici de vérifier si une réduction du bruit provenant d'un champ de désaimantation non uniforme est possible. La prochaine discussion aborde maintenant les techniques de caractérisation utilisées pour étudier le comportement des échantillons ayant subi les différents traitements physico-chimiques.

### 3.4 Méthodes de caractérisation

La section qui suit expose les systèmes utilisés pour caractériser le comportement post-traitement des échantillons. Le montage pour les études de magnétoimpédance géante est initialement présenté, suivi de celui pour les mesures de la densité spectrale de bruit et finalement la description du magnétomètre à échantillon vibrant.

#### 3.4.1 Magnétoimpédance géante

La caractérisation de la magnétoimpédance géante consiste à mesurer la tension aux bornes d'un conducteur magnétique, soumis à un courant alternatif, un courant de polarisation et un champ magnétique statique externe. En balayant le champ externe sur un intervalle d'une centaine de microteslas, la tension peut successivement être enregistrée, de manière à établir la réponse magnétique du conducteur. En régime linéaire, l'impédance se définit alors par le rapport entre l'amplitude de la tension mesurée et celle du courant injecté (sect. 2.1). Ces dernières peuvent par ailleurs être exprimées en valeur efficace (*rms*) ou encore crête à crête (*cc*).

Dans le cadre ce travail, les mesures en magnétoimpédance géante ont été complétées à un courant d'excitation de  $1 \text{ mA}_{\text{rms}}$  et une fréquence de 10 MHz, assurant une réponse linéaire du système (Dufay et al., 2012). À noter qu'aucun courant de polarisation n'est appliqué lors de ces mesures. Le montage mis en oeuvre (fig. 3.19), comprend une paire de bobines de Helmholtz<sup>4</sup>, qui produit un champ statique contrôlé par une source de courant continu (Keithley 220) et un analyseur d'impédance (HP 4192A). Ce dernier excite le microfil et mesure l'impédance complexe aux bornes du conducteur. Un ordinateur permet d'automatiser la prise de données, contrôlant le champ statique appliqué et collectant les mesures d'impédance.

---

4. Pour la caractérisation MIG du recuit, le champ statique est produit par un solénoïde spécialement adapté au montage.

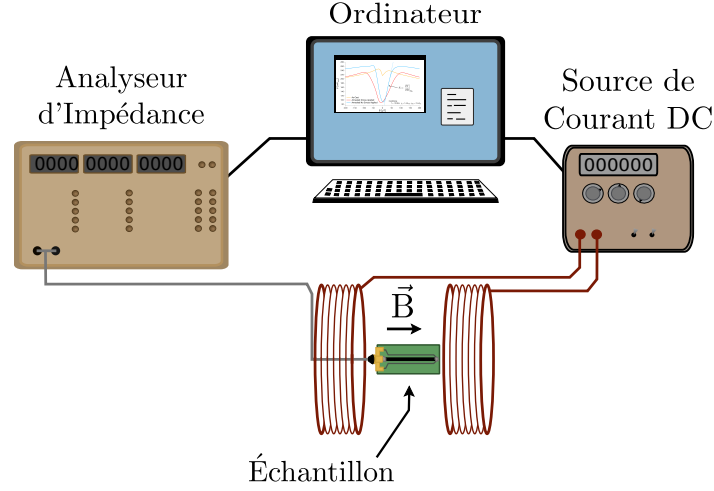


Figure 3.19 Montage expérimental pour la caractérisation de la magnétoimpédance géante des microfils.

La caractérisation de la magnétoimpédance géante s'établit en exprimant la tension mesurée en fonction du champ appliqué (fig. 3.20). Pour les mesures obtenues à partir de l'analyseur d'impédance, la tension se définit, en régime linéaire seulement, par le ratio de module d'impédance, sur l'amplitude du courant. La sensibilité ( $S_v$ ) s'en déduit alors par la pente de la réponse à un point de fonctionnement  $B_0$  donné. Le champ d'anisotropie ( $H_k$ ) peut également être déduit, soit à partir de la valeur en champ associé au maximum de tension.

Une attention particulière doit cependant être portée sur l'interprétation des performances en fonction des conditions d'excitation. Il y a en effet un lien direct entre les conditions d'excitation des microfils et leur comportement en magnétoimpédance géante. En particulier, une augmentation de courant ou encore de fréquence engendre, en régime linéaire, une augmentation considérable de la sensibilité (Dufay et al., 2012). La tendance diffère toutefois d'un échantillon à un autre, de sorte que chaque microfil possède des conditions d'excitation optimales qui lui sont propres. La performance de la magnétoimpédance géante des microfils doit, par conséquent, toujours être mise en relation avec les conditions d'excitation. Celles-ci se définissent dès lors par les quatre composantes ( $i_{ac}, i_{dc}, f, B_0$ ), définies respectivement par le courant alternatif, le courant de polarisation, la fréquence et le point de fonctionnement.

Il en résulte ainsi que la caractérisation de la magnétoimpédance géante permet d'établir la sensibilité et le champ d'anisotropie des microfils, référés à un régime d'excitation donné défini par ses quatre composantes. Néanmoins, dans le cadre de ce travail, les mêmes conditions

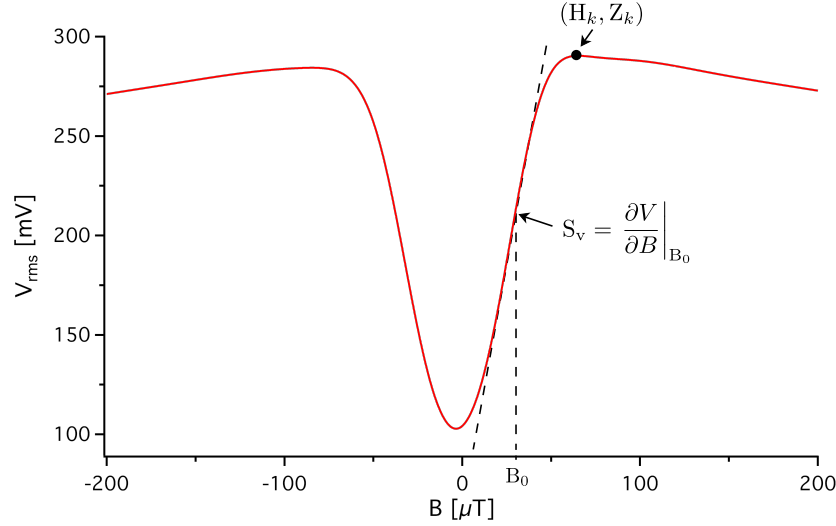


Figure 3.20 Définition de la sensibilité  $S_v$  et du champ d'anisotropie  $H_k$  à partir d'une mesure de magnétoimpédance géante.

d'excitation ont été fixées pour tous les échantillons, dans le but de refléter d'une part, le comportement en régime linéaire des microfils et d'autre part, pour faciliter la comparaison de leurs performances.

### 3.4.2 Densité spectrale de bruit

Dans le but de vérifier l'influence des traitements physico-chimiques sur le niveau de bruit des microfils, une caractérisation par densité spectrale de bruit est considérée. L'approche consiste à mesurer, à partir d'un microfil conditionné à son point de fonctionnement (voir discussion précédente sect. 3.4.1), un champ magnétique externe de faible amplitude et de basse fréquence. La tension perçue à la sortie de l'échantillon est modulée à la fréquence d'excitation du champ externe et l'amplitude, après suppression de la porteuse, est proportionnelle à la sensibilité du microfil. En procédant à une démodulation du signal, l'enveloppe est récupérée et traitée par un analyseur de spectre.

Le montage utilisé (fig. 3.21) dans le cadre de ce projet est situé en France, au laboratoire du Groupe de Recherche en Informatique, Image, Automatique et Instrumentation de Caen (CREYC). Le microfil, le circuit de conditionnement ainsi que les bobines sont isolés dans une chambre amagnétique, alors que toute l'instrumentation se trouve à l'extérieur. Ainsi, le régime linéaire du microfil est fixé par un circuit de conditionnement (voir annexe E) et son

point de fonctionnement  $B_0$ , maintenu par une bobine<sup>5</sup> à champ statique. L'échantillon est tenu, dans ces conditions d'excitation, à son niveau de sensibilité optimal. Il s'ensuit que pour toute l'analyse qui suit, il sera toujours pris pour implicite que les mesures de bruit ont été faites au point de fonctionnement optimal des microfils selon le régime d'excitation considéré.

Un champ  $b(t)$ , à 19.95 Hz et à 13.4 nT d'amplitude est généré par une paire de bobines de Helmholtz. La carte de conditionnement récupère, par une démodulation synchrone, la tension proportionnelle au champ appliqué sur une largeur de bande de 10 kHz. La réponse du système est ensuite traitée par un analyseur de signal (HP 3562A) et mesure la densité spectrale de bruit.

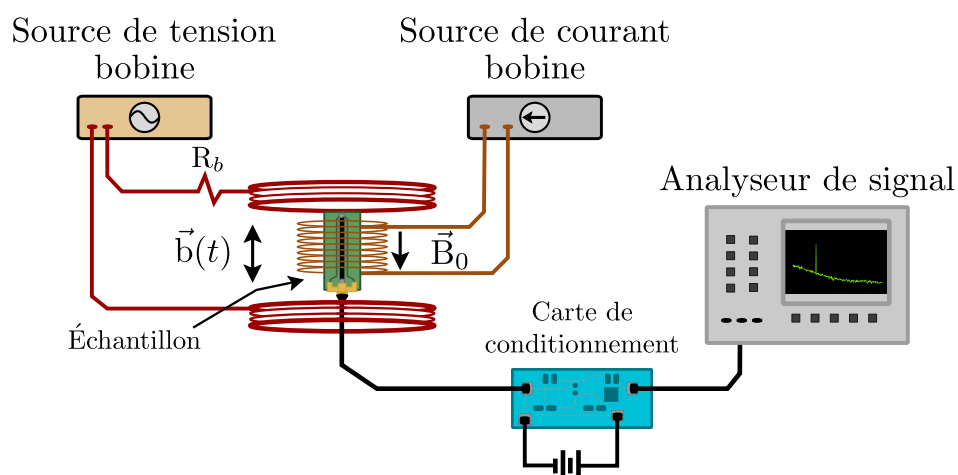


Figure 3.21 Montage expérimental pour la caractérisation de la densité spectrale des magnétomètres.

Une réponse typique de la densité spectrale de bruit d'un microfil, à 2.5 mA<sub>cc</sub>, 2.5 mA<sub>dc</sub> et 10 MHz, est présenté à la figure 3.22. Sur cette mesure, l'amplitude de 13.4 nT du champ d'excitation est discernable à 19.95 Hz, ainsi que la présence supplémentaire de bruit. En particulier, la fréquence du réseau électrique européen à 50 Hz est clairement mesurée ainsi que ses harmoniques. L'existence d'une multitude de pics dans la bande centrale présage également de la contribution de plusieurs sources de bruit, telles provenant de l'instrumentation, du circuit de conditionnement ou encore d'interférences avec des éléments parasites à l'environnement.

5. Le point de fonctionnement peut également être obtenu à partir d'un aimant permanent. Dans ce cas, tout bruit provenant de la source de courant est exclu.

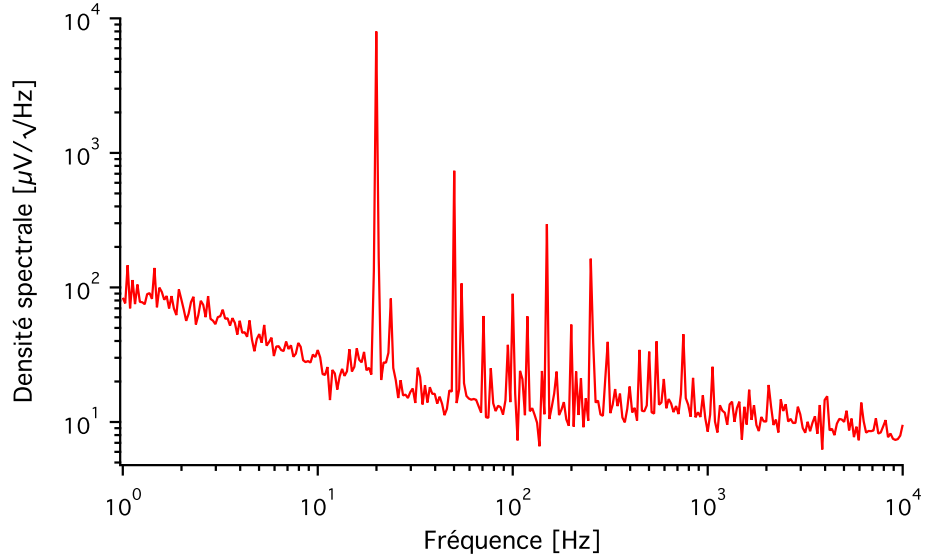


Figure 3.22 Densité spectrale de bruit d'un magnétomètre MIG caractérisé par un niveau de bruit blanc de  $12 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  et un bruit 1 Hz de  $100 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ . ( $2.5 \text{ mA}_{\text{cc}}$ ,  $2.5 \text{ mA}_{\text{dc}}$ , 10 MHz).

Malgré tout, le spectre de bruit permet d'établir deux caractéristiques fondamentales à la performance des magnétomètres MIG, soit celles de bruit blanc et celle de bruit à 1 Hz. Dans un premier cas, le bruit blanc se définit par le niveau seuil de la densité spectrale dans la bande de 50 à  $10^4$  Hz. L'origine de cette limite provient principalement des fluctuations générées par le circuit de conditionnement ou encore produites par l'instrumentation. La source dominante de bruit blanc est celle provenant de l'électronique, telle qu'établie par le théorème de Nyquist (voir sect. 2.2). Dans le cas de la figure 3.22, le bruit blanc s'établit ainsi à environ  $12 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Le bruit à 1 Hz, ou de manière équivalente, de nature  $1/f$ , caractérise les processus de fluctuations qui ne sont pas stationnaires. Ainsi, l'excès de bruit d'un système provient généralement de fluctuations sporadiques ou spontanées. Dans le cas de la magnétoimpédance géante, le bruit  $1/f$  peut provenir de déplacements de parois de domaine, d'une instabilité de l'aimantation ou encore de nature électronique due à des effets capacitifs. Le spectre présenté possède ici un excès de bruit de l'ordre de  $100 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Le bruit  $1/f$  limite par conséquent la largeur de bande utile des magnétomètres MIG. L'objectif des traitements physico-chimiques vise donc à réduire l'excès de bruit des microfils et ainsi améliorer leurs performances.

Il est également utile de définir la densité spectrale de bruit magnétique équivalente, en divisant la densité spectrale de bruit par la sensibilité du microfil à son point de fonctionnement. Étant donné le caractère fondamental des conditions d'excitation sur la sensibilité des mi-

crofils, la densité spectrale de bruit magnétique équivalente permet une normalisation des mesures de manière à faciliter l'interprétation des performances. Dans le cas présenté, la sensibilité du capteur est de  $637 \text{ mV}/\mu\text{T}$ , de sorte que le spectre de bruit magnétique s'établit à un niveau de bruit blanc de  $19 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  et un bruit à  $1 \text{ Hz}$  de  $157 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

### 3.4.3 Magnétométrie à échantillon vibrant

La caractérisation en magnétométrie à échantillon vibrant a pour but d'étudier l'effet des traitements physico-chimiques sur les propriétés magnétiques des microfils. Conformément à la nomenclature établie (fig 3.10), un segment de 6 cm de chaque groupe de segments est dédié à cette analyse. La section qui suit aborde donc initialement le système de caractérisation et présente une réponse magnétique typique pour les microfils de CoFeSiBNb.

Le système de caractérisation, schématisé à la figure 3.23, consiste en un magnétomètre à échantillon vibrant commercial (Microsense EV9). Un bout de microfil de 0.5 cm est placé dans un porte-échantillon et maintenu à une fréquence de vibration de 75 Hz. Un champ statique  $\vec{B}$  produit par les bobines de polarisation aimante l'échantillon selon son axe longitudinal. Les fluctuations produites par l'échantillon en vibration génèrent à son tour une variation de flux magnétique  $\vec{b}(t)$  dans les bobines de détection. Le système de contrôle démodule et traite le signal enregistré afin de déterminer le moment magnétique de l'échantillon. En procédant par un balayage du champ de polarisation  $B$ , la courbe du moment parallèle à  $\vec{B}$  en fonction de  $B$  est obtenue. Connaissant le volume de l'échantillon, l'aimantation en est ensuite déduite.

La calibration du système se fait à partir d'un échantillon de Ni, caractérisé par un moment magnétique de  $1.753 \text{ mAm}^2$ . Dans le cadre de ce projet, le champ statique est balayé<sup>6</sup> en mode aller-retour, entre 2 et -2 T. Dans la région d'intérêt, le balayage de 1 et 0.1 mT est complété à un pas de 0.1 mT, alors qu'entre 0.1 et - 0.1 mT, ce dernier est de  $10 \mu\text{T}$ . Chaque valeur enregistrée correspond à une moyenne sur cinq mesures consécutives. Une réponse magnétique typique d'un microfil est présentée à la figure 3.24 où l'aimantation  $M$  est normalisée par l'aimantation à saturation  $M_s$  et le champ appliqué exprimé par  $B_0$ .

Le profil de l'aimantation définit la courbe d'hystérésis du matériau et permet d'établir plusieurs caractéristiques magnétiques des échantillons. D'abord, à partir des passages à zéro de l'aimantation, se définit le champ coercitif  $H_c$  et par la pente en ce point, s'établit la susceptibilité magnétique longitudinale du matériau. Le champ coercitif reflète l'anisotropie

---

6. Le signe négatif se réfère ici à un champ de direction opposée.

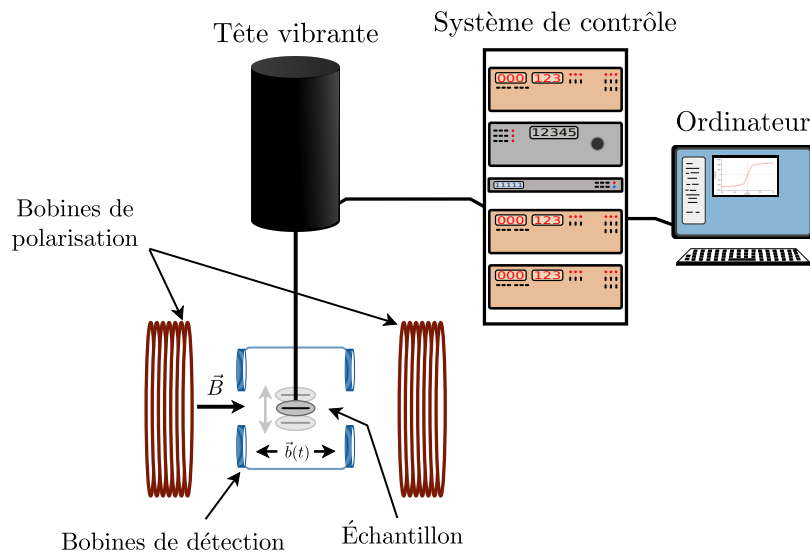


Figure 3.23 Montage expérimental d'un magnétomètre à échantillon vibrant (MEV).

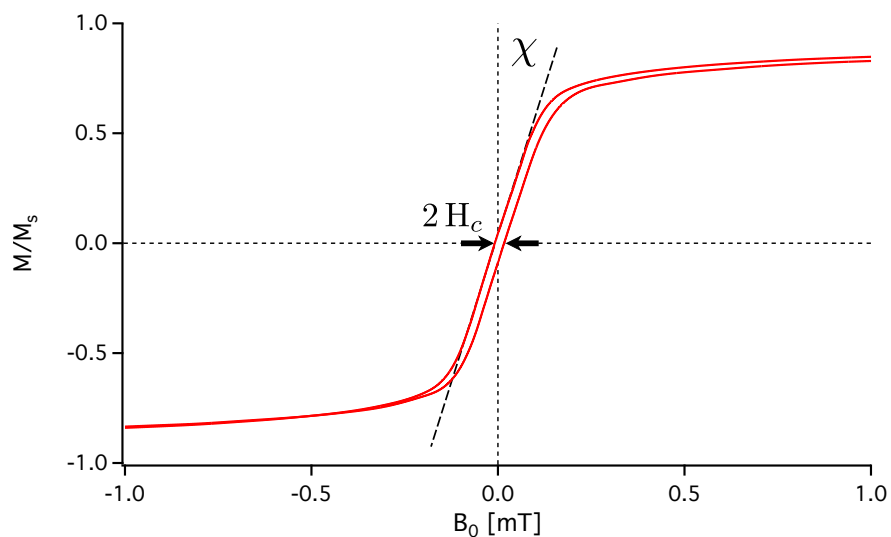


Figure 3.24 Courbe d'hystérésis typique d'un microfil de CoFeSiBNb.

du matériau, liée aux défauts et aux impuretés alors que la susceptibilité équivaut à la réceptivité du matériau à subir un changement d'orientation de l'aimantation. Toute présence de défauts ou d'impuretés peut donc perturber la dynamique de l'aimantation et par conséquent être décelable par des mesures de coercitivité et de susceptibilité. Dans le cadre des mesures réalisées, les microfils non traités, présentent un champ coercitif moyen de 11 A/m et une susceptibilité apparente de l'ordre de 3000, ce qui est caractéristique des métaux magnétiques doux (Coey, 2010).

D'autres paramètres se déduisent également de la courbe d'hystérésis, telles que l'approche à saturation et l'aimantation à saturation. L'approche à saturation s'établit à partir de l'expression  $M = M_s(1 + \frac{a}{H^b})$  (Dufay, 2012) où  $a$  reflète l'anisotropie et  $b$ , l'exposant associé à l'approche à saturation, exprime les imperfections du matériau (Brown Jr, 1941; Néel, 1948; Kronmüller, 1980). L'aimantation à saturation se déduit à partir de l'équation de Fröhlich-Kennelly, où  $M = \alpha H / (1 + \beta M)$  et  $M_s = \alpha / \beta$ , l'aimantation à saturation (Rouabhi et al., 1999). Cette dernière correspond à l'aimantation maximale que le matériau peut atteindre, généralement formulée, en posant un champ qui tend vers l'infini. Les échantillons sont ainsi caractérisés par une aimantation à saturation moyenne de 560 kA/m et un coefficient d'approche à saturation  $\beta$ , de l'ordre de 2/7, en accord avec les résultats obtenus par B. Dufay (Dufay et al., 2012). Ces données sont ici présentées en guise de référence, puisqu'elles ne seront pas exploitées davantage dans le reste de ce mémoire.

Les mesures par magnétomètre à échantillon vibrant permettent dès lors de vérifier l'effet des traitements physico-chimiques sur le comportement magnétique des microfils. Une discussion détaillée est présentée au chapitre 4. La section qui suit discute à présent, du design des portes-échantillons développé pour la caractérisation en magnétométrie des échantillons.

### 3.5 Porte-échantillons

L'intégration des microfils dans les systèmes électroniques représente un aspect important dans la mise en oeuvre de magnétomètres à magnétoimpédance géante. En particulier, dans le cadre d'une étude systématique d'un ensemble d'échantillons, il est indispensable d'assurer à la fois la reproductibilité et la stabilité des mesures. Ainsi, afin d'éviter de souder et de dessouder les microfils à chaque étape de caractérisation, l'approche proposée consiste à fixer les microfils à un porte-échantillon, de sorte à pouvoir facilement les manipuler et les caractériser dans différentes configurations. Le support consiste en une plaquette de circuit imprimé, faisant 4.2 cm de longueur par 1.0 cm de largeur et auquel un microfil est centré et soudé (fig. 3.25). Un connecteur coaxial de type *SMA* est utilisé afin d'exciter et de mesurer la réponse électrique des échantillons. Les détails techniques du dispositif sont présentés à l'annexe F.

Ce moyen assure également une connectivité compatible avec les circuits de conditionnement des magnétomètres MIG, ce qui permet d'utiliser les échantillons comme capteurs magnétiques. La sensibilité des dispositifs peut alors être comparée à celle obtenue immédiatement après le recuit des microfils (fig. 3.26). Il est à noter cependant que les sensibilités présentées



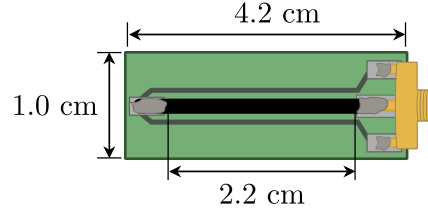


Figure 3.25 Porte-échantillon développé pour la caractérisation post-traitement des microfils.

sont normalisées par les longueurs, étant donné qu'immédiatement après avoir été recuit, les échantillons ont été dessoudés, les extrémités coupées, puis ces mêmes segments ont été traités, suivant la méthodologie, pour ensuite être à nouveau soudés sur les portes-échantillons. Il est également pertinent de rappeler qu'à la suite d'une complication lors d'un des recuits du groupe No.1, celui-ci présente un échantillon en moins.

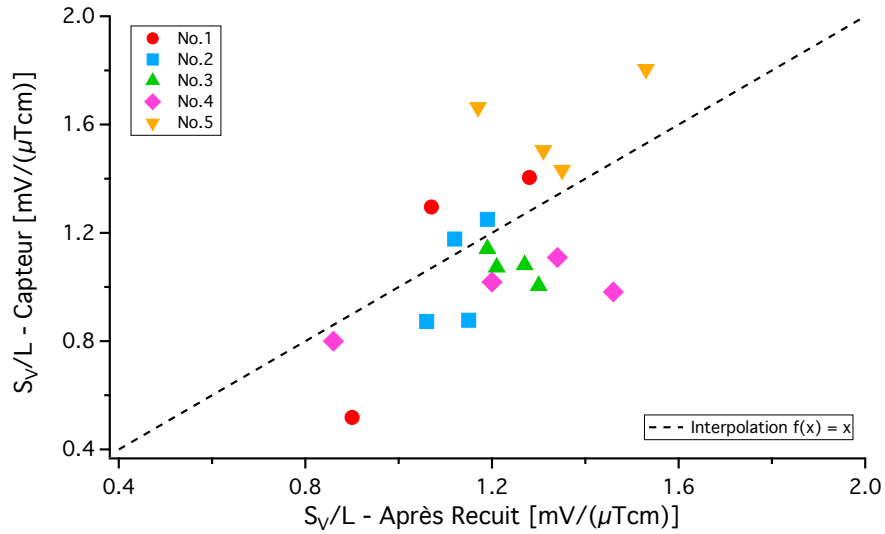


Figure 3.26 Sensibilité par unité de longueur des capteurs en fonction de celle des microfils immédiatement après le traitement de recuit. ( $1 \text{ mA}_{\text{rms}}$ ,  $0 \text{ mA}_{\text{bias}}$ ,  $10 \text{ MHz}$ ).

La comparaison démontre une dégradation de la sensibilité après avoir fixé les microfils traités, sur les portes-échantillons. La moyenne de la sensibilité normalisée décroît d'environ 4 %, soit passant de  $1.21$  à  $1.16 \text{ mV}/(\mu\text{Tcm})$ , alors que l'écart-type augmente de plus de 86 %. Cette tendance s'explique par le fait qu'entre le traitement de recuit et la mise en oeuvre des capteurs, les microfils ont subi plusieurs manipulations susceptibles d'altérer leurs performances. Toutefois, il est intéressant d'observer que certains groupes semblent avoir été plus résistants que d'autres au protocole expérimental. Ceci est notamment le cas pour certains

échantillons des groupes No. 2, 3 et en particulier ceux du No.5, qui présentent un gain en sensibilité. Une discussion plus approfondie de ces effets est abordée au chapitre 4.

### 3.6 Sommaire

Ce chapitre a exposé la méthodologie mise au point afin d'étudier et de traiter, un ensemble de microfils. L'objectif réside à vérifier si par une approche systématique, il devient possible de minimiser la variabilité des performances et par conséquent, de réduire l'excès de bruit des capteurs. La caractérisation préliminaire des segments de 30 cm a établi que pour des échantillons inférieurs à 5 cm de longueur, des diamètres moyens variant entre 30 et 40  $\mu\text{m}$  pouvaient être obtenus avec une variabilité de  $\pm 3 \%$ . Les mesures de résistance ont conclu que les microfils possèdent une résistivité moyenne de  $(142 \pm 10) \mu\Omega\text{cm}$ . L'annexe H présente un tableau résumé et complémentaire des propriétés physiques des segments. La description des traitements physico-chimiques a énoncé que le recuit sous contrainte se fait à une densité de courant fixe de  $0.066 \text{ mA}/(\mu\text{m})^2$ , pour une élévation en température à  $100^\circ\text{C}$ , durant 15 min. L'électrodéposition de cuivre durant 120 s. mène à une couche de 2  $\mu\text{m}$  d'épaisseur aux extrémités. Finalement, le traitement de refonte par laser se réalise par un seul pulse de 250 ms à 5 W.

Le chapitre qui suit aborde donc la discussion des résultats. Les quatre sujets traités sont l'étude de sensibilité, l'étude de bruit, l'analyse des traitements physico-chimiques ainsi que l'interprétation du modèle de bruit magnétique.

## CHAPITRE 4 RÉSULTATS ET DISCUSSION

Ce chapitre présente et discute des résultats obtenus suite à l'application du protocole expérimental. Cinq groupes de segments de 30 cm ont préalablement été caractérisés puis divisés en sous-segments. Ceux-ci ont ensuite été aléatoirement sélectionnés pour subir l'un ou les traitement(s) de recuit sous contrainte, d'électrodéposition de cuivre aux extrémités ou de refonde des pointes par laser.

L'analyse consiste à établir l'effet des traitements physico-chimiques sur la performance des capteurs. Ceci est fait dans le but de vérifier si, par les moyens proposés, la variabilité en performance des magnétomètres MIG est stabilisée et réduite. Trois sujets sont en ce sens abordés, soit l'étude de sensibilité, l'étude de bruit et l'analyse des traitements physico-chimiques. La caractérisation de la sensibilité et du bruit des capteurs s'est complétée par des mesures en magnétométrie à haute sensibilité, alors que l'analyse des propriétés magnétiques s'est faite par magnétomètre à échantillon vibrant. Une partie de ces résultats a par ailleurs déjà été présentée au dernier chapitre. La discussion qui suit approfondit donc l'analyse entamée.

La première section de ce chapitre aborde la caractérisation des performances des capteurs, suivie de celle sur l'analyse des traitements physico-chimiques. En fin de chapitre, l'interprétation du modèle de bruit magnétique développé est discutée.

#### 4.1 Étude de sensibilité

Comme discuté au chapitre précédent (sect. 3.4.1), la sensibilité est un paramètre qui dépend des conditions d'excitation. Chaque échantillon possède une réponse caractéristique définie par son état magnétique. Il est donc possible que, pour des conditions données, certains microfils soient favorisés par rapport à d'autres. Toutefois, la variabilité en performance est tout de même vérifiée en les soumettant à un même régime d'excitation. Les mesures présentées dans cette section ont donc été fixées à 1 mA<sub>rms</sub>, 0 mA<sub>dc</sub> et 10 MHz.

Un des traitements complétés pour réduire la variabilité des performances est le traitement de recuit. La densité de courant appliquée pour chauffer à température constante les microfils produit un champ circonférentiel de surface

$$H_\varphi = \frac{J}{4} d \quad (4.1)$$

où  $J$  est la densité de courant et  $d$  est le diamètre des échantillons. Pour les conditions de recuit considérées, le champ de surface moyen est de 565 A/m, soit près de dix fois le champ d'anisotropie ( $H_k$ ) moyen des microfils. Le champ de surface crée un renforcement circonférentiel de l'anisotropie durant le recuit. En se référant à l'expression 4.1, un lien de proportionnalité s'établit alors entre le renforcement de l'anisotropie et le diamètre des microfils. La figure 4.1 présente l'anisotropie, mesurée comme le champ équivalent au maximum de la réponse en magnétoimpédance géante (sect. 3.4.1), en fonction du diamètre.

Un renforcement trop élevé de l'anisotropie équivaut toutefois à un durcissement magnétique, ce qui se traduit par une perte de sensibilité. Une dégradation de la performance des capteurs, en fonction du diamètre, est observée à la figure 4.2.

Le traitement de recuit produit donc une variabilité en sensibilité due à un renforcement inégal de l'anisotropie en fonction du diamètre. Ces résultats permettent malgré tout de déterminer, via le modèle simplifié de la magnétoimpédance géante (Ménard et al., 2009), les conditions d'excitation optimales et ainsi d'en déduire la sensibilité maximale des capteurs. En considérant que  $i_{dc} \ll \pi d H_k$ , le courant  $ac$  optimal se définit comme

$$(i_{ac-opt}) = \pi d H_k. \quad (4.2)$$

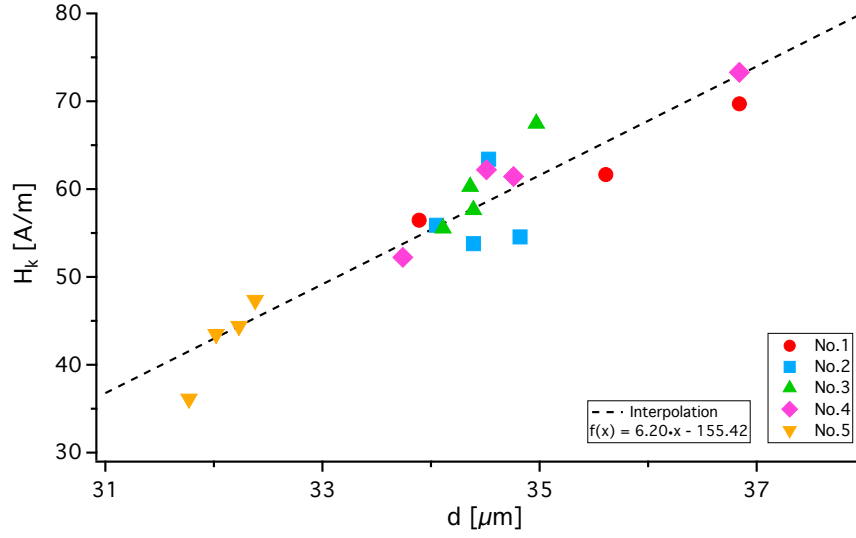


Figure 4.1 Champ d'anisotropie mesuré comme le champ équivalent au maximum de la réponse en magnétoimpédance géante en fonction du diamètre. (1 mA<sub>rms</sub>, 0 mA<sub>dc</sub>, 10 MHz).

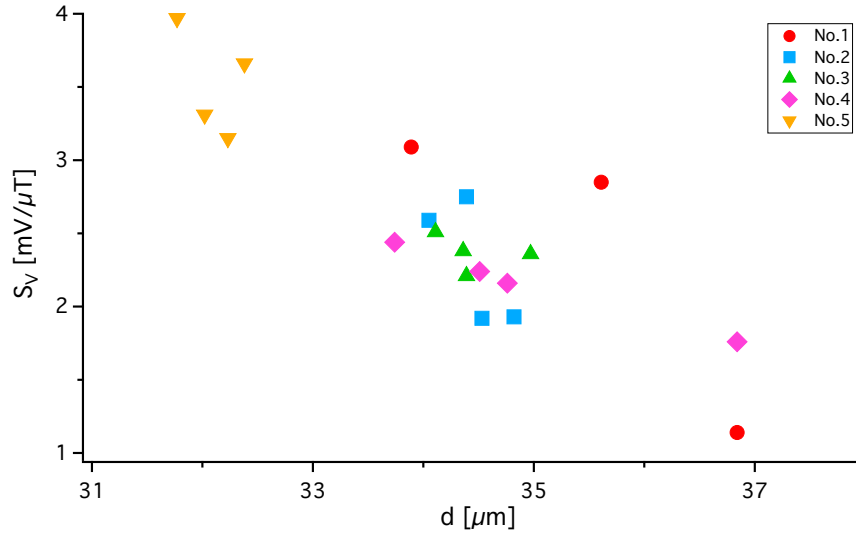


Figure 4.2 Sensibilité mesurée en fonction du diamètre. (1 mA<sub>rms</sub>, 0 mA<sub>dc</sub> et 10 MHz).

En exprimant le champ d'anisotropie comme une fonction linéaire du diamètre (fig. 4.1), le courant *ac* optimal ne dépend donc que du diamètre des échantillons, d'où

$$(i_{ac-opt}) = \pi d (J_1 d + H_2) \quad (4.3)$$

avec  $J_1 = 6.20 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup> et  $H_2 = -155.42$  A/m. La sensibilité maximale des capteurs

s'évalue alors par

$$S_{V_{opt}} = (i_{ac-opt}) S_{\Omega} \quad (4.4)$$

avec  $S_{\Omega}$  est la sensibilité ohmique. Les sensibilités optimales anticipées, en fonction des courants  $ac$ , sont présentées à la figure 4.3.

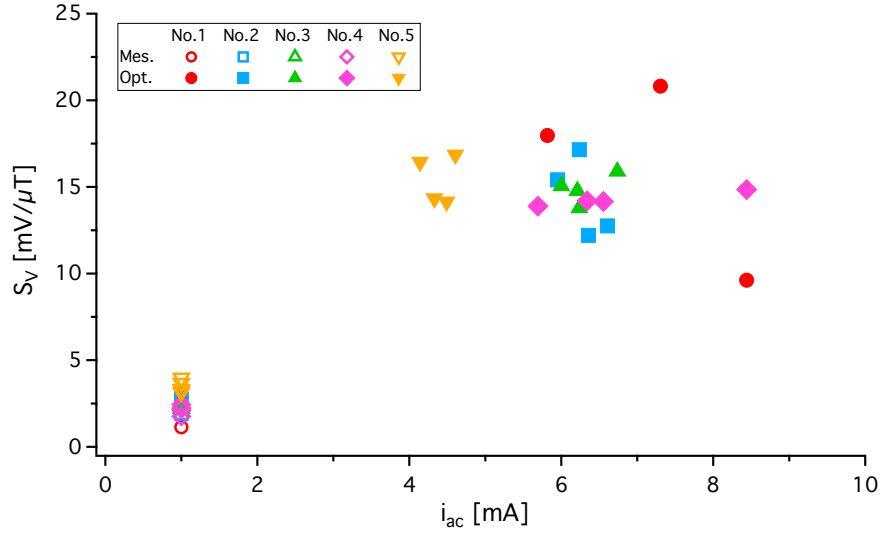


Figure 4.3 Sensibilités mesurées (Mes.) à 1 mA<sub>rms</sub>, 0 mA<sub>dc</sub>, 10 MHz et sensibilités prédites (Opt.) par le modèle simplifié (éq. 4.3) en fonction du courant  $ac$ .

Basé sur ce modèle, les microfils devraient donc être excités par des courants de l'ordre de 6 mA et donner des sensibilités optimales d'environ 15 mV/ $\mu$ T. En se référant aux travaux de B. Dufay, ces conditions d'excitation devraient correspondre à la limite du régime linéaire de la magnétoimpédance géante. Typiquement, pour ce type de microfil, le régime non-linéaire est atteint pour des courants variant entre 6 et 10 mA (Dufay et al., 2012). De tels courants ne devraient par ailleurs pas produire une dérive thermique significative des propriétés des microfils, comme le justifie la figure D.4 de l'annexe D.

## 4.2 Étude de bruit

Une figure de mérite importante des capteurs est la valeur de bruit à 1 Hz. Dans le cas d'un matériau ferromagnétique, toutes fluctuations spontanées ou sporadiques de l'aimantation

peuvent être la cause d'un excès de bruit de basse fréquence. À partir du modèle de bruit développé en régime de basse fréquence (éq. 2.35), le bruit à 1 Hz peut s'exprimer comme

$$e_{bf}^2 \Big|_{\text{microfil}} = n_f^2 + m_f^2 \omega^2 \quad (4.5)$$

avec  $n_f$  et  $m_f$  les contributions électronique et magnétique respectives au bruit basse fréquence. L'objectif réside désormais à vérifier s'il existe une relation entre l'excès de bruit mesuré et la réponse magnétique du matériau. Ainsi, par l'expression 4.5, le bruit total mesuré à 1 Hz se généralise sous la forme

$$e_{1Hz}^2 \Big|_{\text{total}} = n^2 + m^2 \quad (4.6)$$

avec  $n$  et  $m$  les contributions électronique et magnétique respectives au bruit à 1 Hz. Les mesures obtenues (fig. 4.4), à 2.5 mA<sub>cc</sub>, 2.5 mA<sub>dc</sub> et 10 MHz, démontrent une augmentation des fluctuations en fonction de la sensibilité des capteurs. La caractérisation du système par des résistances fantômes (non-magnétiques), fixe des bornes de référence sur le bruit électronique de l'instrumentation.

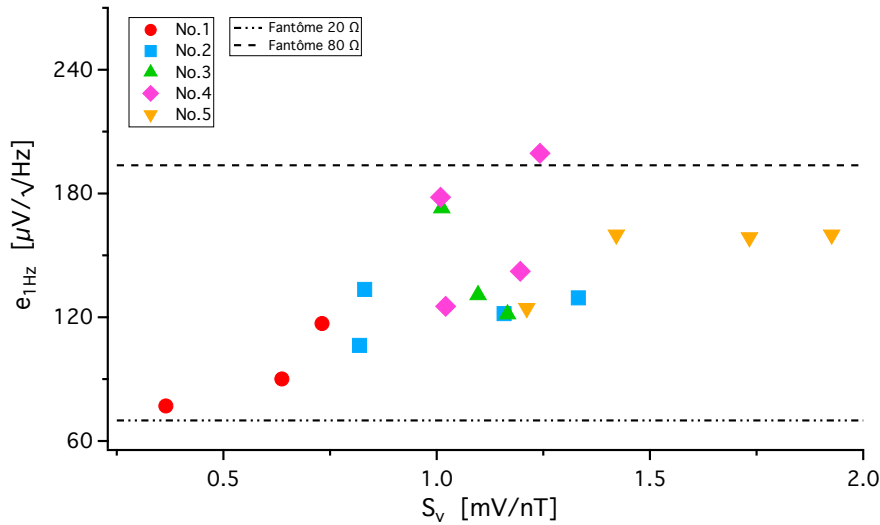


Figure 4.4 Bruit 1Hz mesuré en fonction de la sensibilité des capteurs. (2.5 mA<sub>cc</sub>, 2.5 mA<sub>dc</sub>, 10 MHz).

D'un point de vu magnétique, la proportionnalité observée est à prévoir, étant donné que la

sensibilité et les fluctuations proviennent toutes les deux de processus dynamiques de l'aimantation. Cependant, dans un contexte expérimental, cette dépendance n'est pas assurée d'être exclusivement de nature magnétique. L'instrumentation peut aussi générer un excès de bruit proportionnel à la sensibilité. En particulier, la dépendance respective du bruit et la sensibilité avec la résistance  $dc$ , tel que prédit d'une part par le théorème de Nyquist (équ. 2.22) et d'autre part illustré la figure 4.5, peut introduire une fausse interprétation. Il devient alors nécessaire d'établir un moyen pour décomposer les contributions électronique et magnétique du bruit total mesuré.

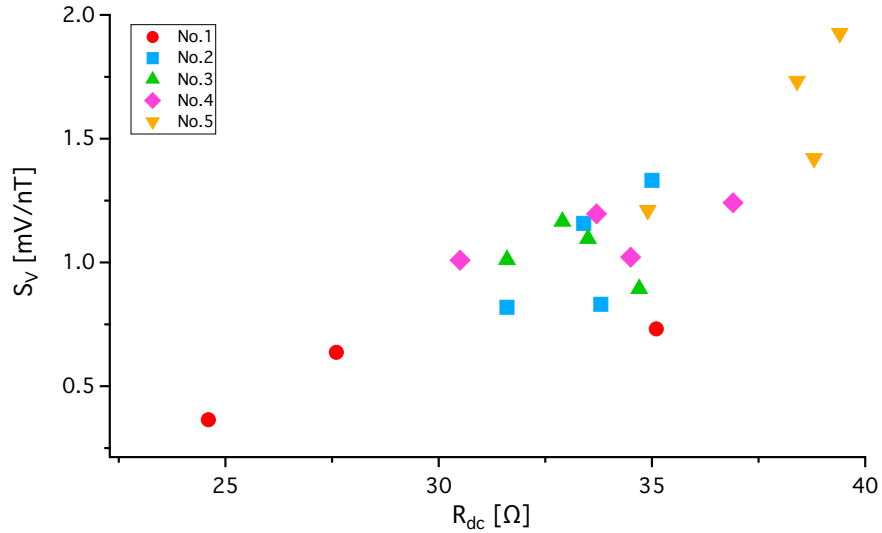


Figure 4.5 Sensibilités mesurées en fonction de la résistance  $dc$  des capteurs. (2.5 mA<sub>cc</sub>, 2.5 mA<sub>dc</sub>, 10 MHz).

La caractérisation du montage expérimental par des résistances *fantômes* permet de formuler la réponse électronique du bruit mesuré. Une relation linéaire entre le niveau de bruit à 1 Hz et la charge appliquée a été déduite. Le détail de la démarche est présenté à l'annexe G. L'expression empirique du bruit électronique s'exprime ainsi sous la forme

$$n^2 = 0.57 R_{dc} - 8.86. \quad (4.7)$$

La contribution électronique au bruit des capteurs peut ainsi être déduite à partir des mesures de résistance  $dc$ . La contribution magnétique au bruit s'en déduit ensuite directement à partir de l'équation 4.6, en soustrayant du bruit mesuré la contribution électronique (équ. 4.7).



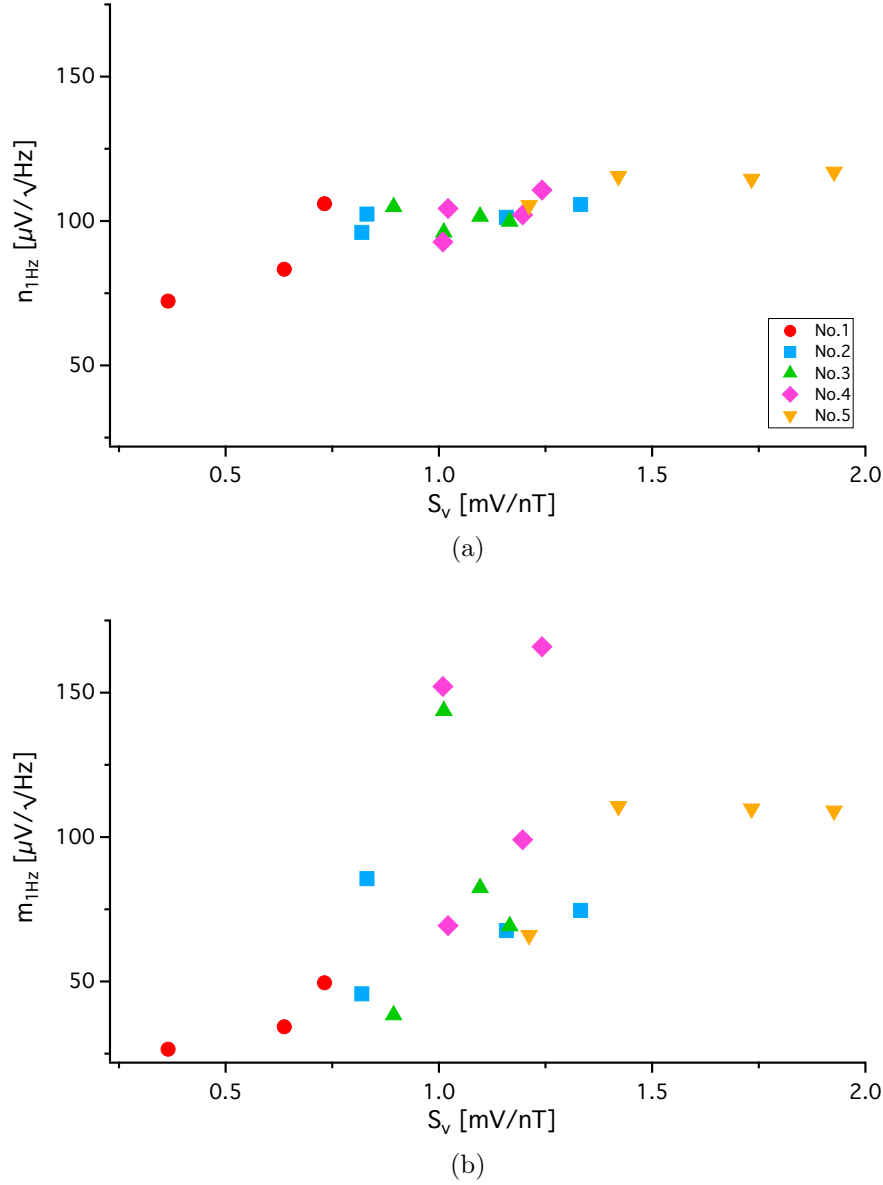


Figure 4.6 Contribution au bruit 1 Hz mesuré (a) électronique, calculée à partir de l'équation 4.7, et (b) magnétique, obtenue en soustrayant le bruit mesuré par 4.7. ( $2.5 \text{ mA}_{\text{cc}}$ ,  $2.5 \text{ mA}_{\text{dc}}$ , 10 MHz).

Les tendances obtenues démontrent que l'excès de bruit électronique (fig. 4.6a) est faiblement affecté par la sensibilité, comparativement aux fluctuations magnétiques (fig. 4.6b). L'augmentation du bruit électronique avec la sensibilité n'est qu'une conséquence de la dépendance mutuelle avec la résistance  $dc$ , alors que l'excès de bruit magnétique démontre une dépendance intrinsèque entre les fluctuations et la sensibilité des microfils. Ces résultats permettent également de conclure que la dépendance de l'excès de bruit des magnétomètres avec

la sensibilité provient des fluctuations magnétiques. Une discussion de l'effet des traitements physico-chimiques sur ces paramètres est abordée à la section 4.3.

Puisque la contribution magnétique du bruit dépend de la sensibilité, un moyen pour réduire le bruit des magnétomètres consiste à établir des conditions d'excitation favorables à diminuer la portion magnétique du bruit. Des mesures complétées (fig. 4.7) pour les segments du groupe No.5 démontrent que la performance des capteurs peut en effet être *modulée* par différents régimes d'excitation. À noter que les réponses sont exprimées en terme de bruit magnétique équivalent<sup>1</sup>, ce qui correspond à une mesure du minimum de champ détectable.

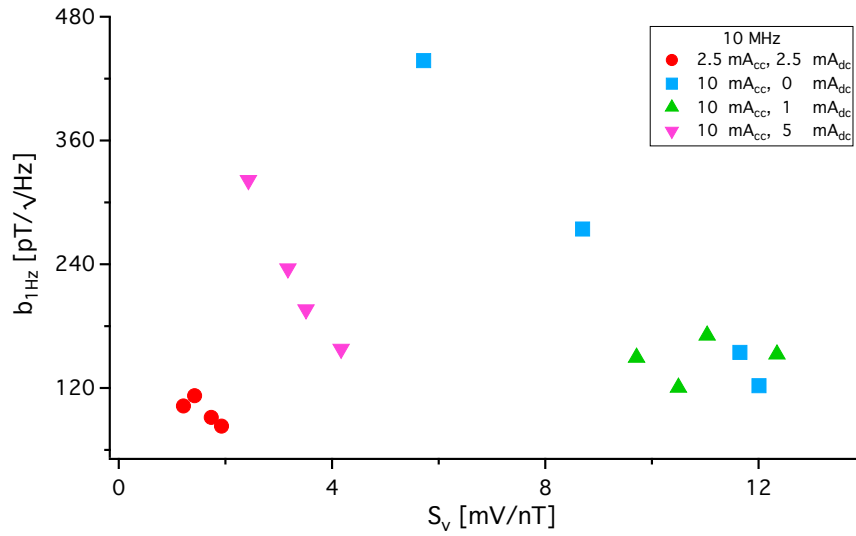


Figure 4.7 Bruit magnétique équivalent en fonction de la sensibilité pour différentes conditions d'excitation des segments du groupe No.5.

En particulier l'ajout d'un courant de polarisation permet de modifier la performance des capteurs. Un faible courant *dc* (1 mA<sub>dc</sub>) crée un léger renforcement de l'anisotropie qui stabilise l'aimantation et mène à une diminution de l'excès de bruit. Le résultat est une augmentation de la sensibilité. À l'opposé, un fort courant de polarisation (5 mA<sub>dc</sub>) engendre une raideur magnétique qui diminue la susceptibilité magnétique et qui mène à une détérioration de la sensibilité.

Toutefois, une hausse de sensibilité ne signifie par nécessairement de meilleures performances. C'est plutôt le niveau de bruit magnétique qui reflète davantage la performance absolue des

1. Le bruit magnétique équivalent se définit par  $b_{1Hz} = (e_{1Hz})/(S_v)$ , avec  $S_v$  la sensibilité des capteurs

capteurs. L'effet est principalement noté entre les régimes  $2.5 \text{ mA}_{cc}$ ,  $2.5 \text{ mA}_{dc}$  et  $10 \text{ mA}_{cc}$ ,  $1 \text{ mA}_{dc}$ . Dans ces deux cas, des champs de l'ordre de  $120 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  sont mesurables, malgré le fait que les sensibilités soient complètement opposées. De bonnes performances sont ainsi obtenues à partir d'un courant  $dc$  supérieur ou égal au courant  $ac$ , ce qui est consistant avec les travaux de Butta (Butta et Sasada, 2012).

Des mesures additionnelles doivent toutefois être complétées afin de vérifier, de manière systématique, si la contribution magnétique au bruit mesuré peut être diminuée par un choix adéquat des conditions d'excitation. Si tel est le cas, une réduction de l'excès pourrait être obtenue, tout en maintenant de bonnes performances. Des études supplémentaires sont également nécessaires pour mieux comprendre la nature de l'excès de bruit des magnétomètres. Des mesures par corrélation et autocorrélation ont été entamées en ce sens au laboratoire GREYC, à Caen (France). En soumettant des échantillons similaires aux mêmes conditions d'excitation, il est possible, par des mesures de corrélation, de cerner la contribution d'un bruit commun (corrélation nulle) à celle provenant exclusivement des capteurs (corrélation non-nulle). Les résultats démontrent qu'en effet, le bruit à 1 Hz est fortement lié aux microfils.

### 4.3 Analyse des traitements physico-chimiques

L'effet des traitements physico-chimiques sur la performance capteur des microfils est étudié à partir des mesures réalisées en magnétométrie à haute sensibilité ainsi que celle obtenue en magnétométrie à échantillon vibrant.

La caractérisation des propriétés magnétiques par magnétomètre à échantillon vibrant vérifie l'influence des traitements physico-chimiques sur le champ coercitif  $H_c$  et la susceptibilité apparente  $\chi_{app}$ . Les résultats obtenus (fig. 4.8) établissent une correspondance entre le traitement de refonte par laser et la coercivité du matériau.

L'augmentation de la coercivité mesurée selon l'axe longitudinal du microfil signifie qu'un changement de phase magnétique se produit aux extrémités à la suite de la refonte par laser. Puisqu'aucun procédé n'est appliqué pour forcer une solidification rapide des extrémités, il en résulte que l'augmentation de la dureté magnétique provient, en toute évidence, d'une anisotropie magnétocristalline. Ceci est également cohérent avec la décroissance observée de la susceptibilité apparente (Dufay et al., 2012),

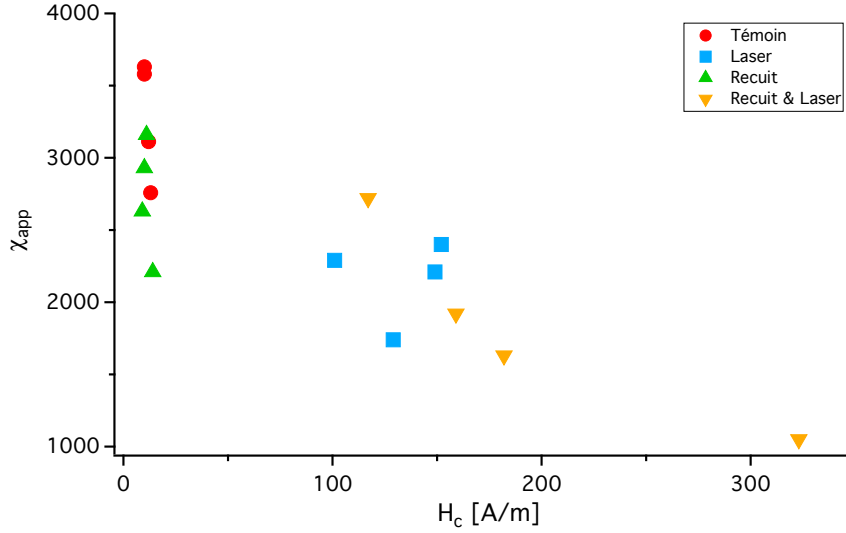


Figure 4.8 Susceptibilité magnétique apparente en fonction du champ coercitif des microfils traités.

$$\chi_{app} = \frac{\bar{\chi}}{1 + N\bar{\chi}}, \quad (4.8)$$

où  $\bar{\chi}$  est la susceptibilité moyenne intrinsèque du matériau et  $N$  le facteur de désaimantation. Une diminution de  $\chi_{app}$  s'identifie alors par un durcissement de la susceptibilité causé par la formation d'une forte anisotropie aux extrémités. Un tel effet peut être un facteur réducteur du bruit magnétique, notamment si cette dernière agit comme *microaimant* stabilisateur de l'aimantation. L'accroissement d'un champ de désaimantation peut, par contre, dégrader l'uniformité de l'aimantation, ce qui peut se traduire par une détérioration des performances.

L'effet des traitements sur les fluctuations des microfils est donc analysé en considérant la contribution magnétique au bruit, exprimée en bruit magnétique équivalent<sup>2</sup>, en fonction de la contribution électronique, telle qu'établie par l'équation 4.7. Les mesures obtenues et présentées à la figure 4.9, démontrent que les échantillons ayant subis le traitement de refonte par laser possèdent, pour un niveau de bruit électronique similaire, des fluctuations magnétiques inférieures aux échantillons témoins. Toutefois, il faut reconnaître que la tendance observée n'est statistiquement pas significative. En effet, les résultats possèdent beaucoup de disparité, ce qui rend difficile de vérifier une tendance. C'est pour cette raison que des mesures complémentaires doivent être réalisées afin de corroborer ces observations.

2. En se référant à la figure 4.6b,  $b-m_{1Hz} = m_{1Hz}/S_v$ .

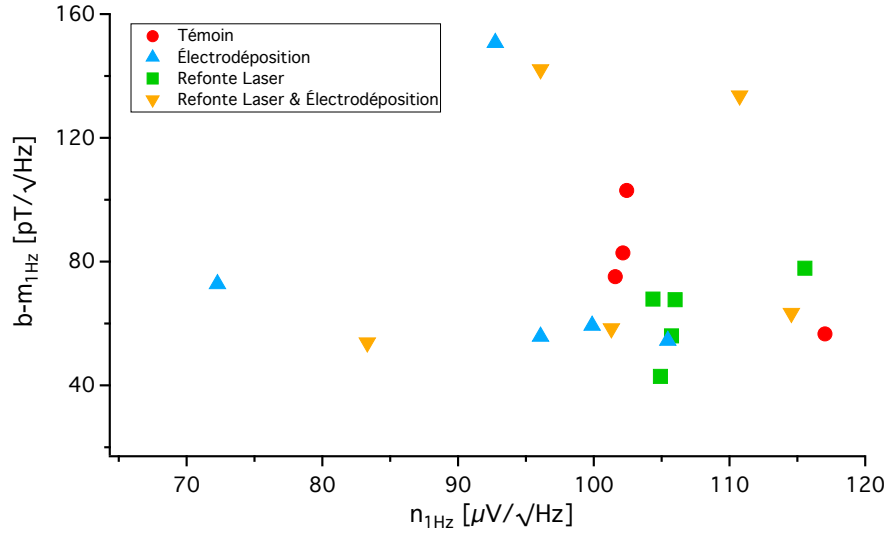


Figure 4.9 Bruit magnétique équivalent des microfils, défini par  $m_{1Hz}/S_V$  (fig. 4.6b), en fonction du bruit électronique (éq. 4.7). (2.5 mA<sub>cc</sub>, 2.5 mA<sub>dc</sub>, 10 MHz).

Un second constat est par ailleurs observé à partir des mesures de résistance *dc* complétées lors des différentes étapes du protocole. En déduisant de ces caractérisations les résistivités apparentes, l'effet des traitements physico-chimiques est déduit en comparant la résistivité des capteurs en fonction de celle immédiatement avant le traitement de recuit (fig. 4.10).

Les résultats démontrent une diminution de la résistivité apparente pour les échantillons ayant subi l'électrodéposition de cuivre. Puisque les résistivités ont été déduites de mesures de résistances *dc*, il s'en conclut que l'effet du traitement d'électrodéposition peut s'interpréter comme une réduction de la résistance de contact. La tendance est cependant moins évidente dans les mesures de bruit (fig. 4.9). Une disparité de la contribution électronique au bruit est observée étant donné sa dépendance avec la résistance *dc* des microfils (éq. 4.7). Toutefois, pour des capteurs ayant un niveau de bruit électronique similaire, une faible réduction du bruit magnétique est notée pour ceux ayant un dépôt de cuivre. Par contre, comme pour l'analyse du traitement de refonte par laser, la tendance observée n'est statistiquement pas significative. Inévitablement, plus de mesures, dans des conditions d'excitation favorisant l'excès de bruit magnétique, doivent être complétées afin de vérifier si l'effet devient plus marqué.

La variabilité des mesures, pour les échantillons ayant subi l'électrodéposition de cuivre, laisse également présager d'un manque de reproductibilité de la méthode. Des effets liés à de la contamination de surface, tels que l'oxydation ou la présence d'impuretés, peuvent expliquer

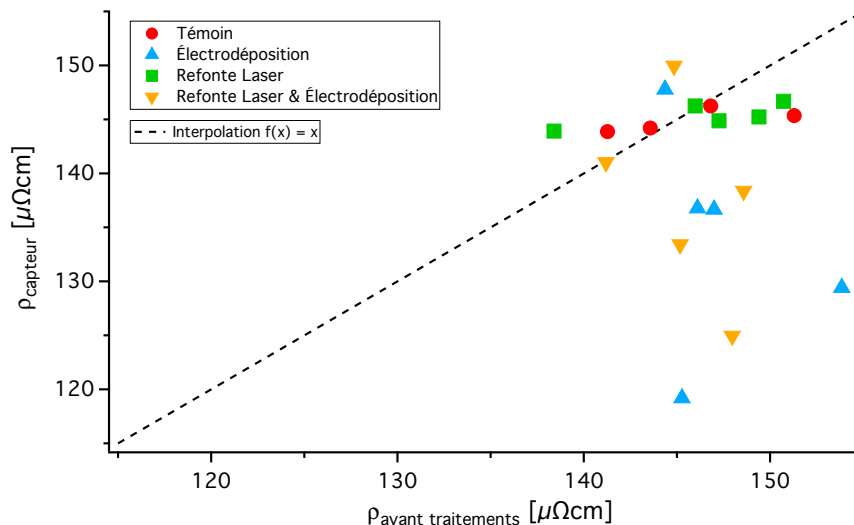


Figure 4.10 Résistivité apparente avant et après les traitements physico-chimiques. Les mesures d'avant traitements, exclue le recuit et les mesures d'après traitement, correspondent à celles des capteurs.

l'origine des écarts. Une révision de la méthodologie serait dans ce cas à revoir afin de vérifier si un tel problème est bien à l'origine des variabilités. Un moyen efficace pour décontaminer la surface des microfils serait un nettoyage par ultrason.

Une uniformisation de la résistivité apparente (fig. 4.10) est, de plus, observée pour les groupes *Témoin* et *Refonte Laser*. L'analyse des résultats n'a pas permis d'établir l'origine de cette tendance. L'effet ne semble pas être explicitement dû au traitement de recuit. Par contre, l'hypothèse retenue est qu'un processus, possiblement lent, de relaxation mène à l'uniformisation des résistivités.

La contrainte en tension appliquée lors du recuit renforce l'anisotropie circonférentielle via la magnétostriction. Lorsque la contrainte est retirée, la relaxation magnétoélastique uniformise les contraintes résiduelles, ce qui peut mener à une uniformisation des résistivités apparentes. Une étude systématique d'un tel effet mérite certainement d'être réalisée. L'approche proposée consiste à recuire les échantillons suivant la méthodologie puis une fois la contrainte retirée, laisser les échantillons en place. L'idée est ensuite de mesurer la résistance  $dc$  à des intervalles de temps donnés, et ce, durant au moins quelques heures. Si relaxation il y a, un changement de résistivité devrait être observé.

#### 4.4 Interprétation du bruit magnétique

Le formalisme de Callen et Welton utilisé à la section 2.2 pour déterminer le bruit d'un conducteur magnétique peut s'appliquer à la dissipation d'un moment magnétique sous l'effet d'un champ appliqué. De l'expression obtenue, il s'en déduit le modèle actuel de bruit des microfils (Ménard et al., 2006; Melo et al., 2008; Dolabdjian et al., 2014).

Considérant un moment magnétique  $\Omega M$  (paramètre extensif), avec  $\Omega$  le volume du matériau, soumis à une perturbation en champ  $B$  (paramètre intensif), l'impédance *magnétique*  $Z_M$  se définit comme

$$B = Z_M \Omega \dot{M}. \quad (4.9)$$

En posant que la réponse du système est harmonique ( $\dot{M} = -i\omega M$ ), l'impédance *magnétique* prend la forme

$$Z_M = \frac{\mu_0}{\Omega \omega} \frac{\chi'' + i\chi'}{||\chi||^2} \quad (4.10)$$

avec  $\chi = \chi' + i\chi''$ , la susceptibilité magnétique. Par le théorème généralisé de la densité spectrale de bruit (éq. 2.21) les fluctuations du champ  $B$  s'expriment en prenant la partie réelle de l'impédance et en posant  $E(\omega, T) = k_B T$ . Ainsi,

$$f_B = \sqrt{\frac{4k_B T}{\Omega \omega} \frac{\mu_0 \chi''}{||\chi||^2}}. \quad (4.11)$$

Les fluctuations de l'aimantation se définissent alors à partir de la relation constitutive  $\mu_0 f_M = ||\chi|| f_B$ , d'où

$$f_M = \frac{1}{\mu_0} \sqrt{\frac{4k_B T}{\Omega \omega} \mu_0 \chi''}. \quad (4.12)$$

En posant que les fluctuations magnétiques sont dues à des variations de position  $\theta$  de l'aimantation, l'expression  $f_M = M_s f_\theta$  s'établit, avec  $M_s$  le module de l'aimantation à saturation et  $f_\theta$  les fluctuations de positions. Dans ce formalisme, il s'en déduit que

$$f_\theta = \frac{1}{\mu_0 M_s} \sqrt{\frac{4k_B T \mu_0 \chi''}{\Omega \omega}}. \quad (4.13)$$

Dans le cas des microfils, les variations de position de l'aimantation induisent une tension de sorte que le bruit provenant des échantillons est pondéré par un terme inductif, tel que

$$e_n = \frac{|\partial V / \partial B_0|}{|\partial \theta / \partial B_0|} f_\theta. \quad (4.14)$$

En définissant  $|\partial V / \partial B_0| = S_V$ , la sensibilité des capteurs et  $|\partial \theta / \partial B_0| = |\sin \theta| / B_{eff}$ , comme démontré par Melo (Melo et al., 2008), la densité spectrale de bruit des microfils s'établit par

$$e_n = \frac{S_V B_{eff}}{\mu_0 M_s |\sin \theta|} \sqrt{\frac{4k_B T \mu_0 \chi''}{\Omega \omega}}. \quad (4.15)$$

Le bruit équivalent magnétique, défini par  $b_n = e_n / S_V$ , devient ainsi

$$b_n = \frac{H_{eff}}{M_s |\sin \theta|} \sqrt{\frac{4k_B T \mu_0 \chi''}{\Omega \omega}}. \quad (4.16)$$

L'expression 4.16 correspond au modèle de bruit actuel de la magnétoimpédance géante (Ménard et al., 2006; Melo et al., 2008; Dolabdjian et al., 2014). Ce formalisme peut à présent être comparé à celui déduit à partir de l'expression de l'impédance des conducteurs magnétiques. En exprimant la sensibilité des échantillons comme

$$S_V = \pi d h_\varphi S_\Omega \quad (4.17)$$

avec  $h_\varphi = i_{ac} / \pi d$  le champ de surface circonférentiel produit par le courant  $i_{ac}$ ,  $d$  le diamètre du conducteur et  $S_\Omega = \partial |Z| / \partial B_0$  la sensibilité ohmique au point de fonctionnement, le bruit magnétique des microfils devient, en se référant au résultat 2.27 pour le régime de faible effet de peau,

$$b_n = \frac{\omega l}{4\pi h_\varphi S_\Omega} \sqrt{\frac{4k_B T \mu_0 \chi''}{\Omega \omega}}. \quad (4.18)$$



L'expression obtenue évoque un comportement similaire à celui d'une dissipation due aux fluctuations de position de l'aimantation (éq. 4.16). La dépendance en  $\chi''$  démontre le lien entre les pertes magnétiques et les fluctuations du système. Dans le cas d'un  $\chi''$  constant, admis pour des fluctuations magnétiques à basse fréquence, le bruit du modèle actuel présente un comportement  $1/f$ , caractéristique d'un excès de bruit. Un comportement similaire est obtenu par le formalisme développé (éq. 4.18) à condition de considérer que la sensibilité est proportionnelle à la pulsation d'excitation, soit  $S_\Omega \propto \omega$ . Dans les deux cas, les fluctuations établissent donc une expression d'excès de bruit à basse fréquence. Pour des conditions d'excitation optimales, telles que décrites par le modèle simplifié (sect. 4.1), le champ circumfrentiel est de l'ordre du champ d'anisotropie, tel que  $h_\varphi \approx H_k$ . Cette condition se traduit dans le modèle par une sensibilité inversement proportionnelle au champ d'anisotropie du matériau.

Toutefois, puisque l'expression de  $S_\Omega$  n'est pas connue, il n'est pas à priori assuré que les expressions 4.16 et 4.18 soient équivalentes. En effet, il se pourrait que le modèle proposé à partir de l'impédance des conducteurs soit en fait complémentaire au modèle actuel. Si l'équivalence est cependant admise, une expression de la sensibilité normalisée par la longueur s'établit comme

$$\frac{S_V}{l} = \frac{\omega d}{4} \frac{M_s}{H_{eff}} |\sin \theta|. \quad (4.19)$$

La proportionnalité de la sensibilité avec le ratio de l'aimantation à saturation sur le champ effectif ainsi qu'avec la position  $\theta$  de l'aimantation est cohérente avec ce qui est attendu. Comme le suggère le modèle simplifié (Ménard et al., 2009), l'accroissement de  $M_s$  est souhaité pour optimiser la performance des capteurs. L'expression 4.19 est également en accord avec les mesures expérimentales où la sensibilité est inversement proportionnelle au champ d'anisotropie, inclus dans  $H_{eff}$ . En particulier, l'étude de sensibilité a démontré (fig. 4.1) qu'à la suite du recuit, le champ d'anisotropie peut s'exprimer comme

$$H_k = J_1 d + H_2 \quad (4.20)$$

avec  $J_1 = 6.20 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup> et  $H_2 = -155.42$  A/m. En considérant que lors des mesures de bruit, le champ effectif est principalement dicté par le champ d'anisotropie<sup>3</sup>, l'expression 4.19

---

3. Justifié par le fait que le champ externe est négligeable par rapport au champ d'anisotropie, c'est-à-dire que  $H_0 \ll H_k$ .

peut se réexprimer comme

$$\frac{S_V}{l} \approx \frac{\omega d}{4} \frac{M_s}{\tilde{H} (1 - \tilde{d}/d)} |\sin \theta| \quad (4.21)$$

avec  $\tilde{H} = J_1 d$  et  $\tilde{d} = |H_2|/J_1 \approx 25 \mu\text{m}$ . Pour des diamètres variant entre 30 et 40  $\mu\text{m}$ , il en résulte que  $(1 - \tilde{d}/d) > d$ , de sorte que la sensibilité décroît en fonction du diamètre. En combinant donc l'équation 4.19 avec la relation empirique 4.20, un accord s'établit entre l'expression de sensibilité et les observations expérimentales.

La comparaison entre les deux modèles permet aussi de vérifier que dans tous les cas, les dissipations font intervenir les pertes magnétiques exprimées par  $\chi''$ . Dans le cas du bruit des microfils, ces pertes sont pondérées par un facteur de sensibilité, qui prend en considération la réponse dynamique de la magnétoimpédance géante. Toutefois, une réflexion doit être portée pour mieux comprendre l'origine inductive des fluctuations, comme démontré à partir du théorème généralisé de Callen et Welton.

## CHAPITRE 5 CONCLUSION

### 5.1 Synthèse des travaux

Ce travail de maîtrise a proposé des moyens pour réduire la variabilité et l'excès de bruit des magnétomètres à magnétoimpédance géante (MIG). Une méthodologie systématique a permis de caractériser et de préparer un nombre déterminé de microfils amorphes de  $\text{Co}_{80.89}\text{Fe}_{4.38}\text{Si}_{8.69}\text{B}_{1.52}\text{Nb}_{4.52}$ , utilisés comme éléments sensibles des capteurs. Leurs performances ont été investiguées à la suite des traitements physico-chimiques, de recuit sous contrainte, d'électrodéposition de cuivre aux extrémités et de refonte des pointes par laser.

La première étape de la méthode expérimentale a consisté à couper cinq segments de 30 cm, basé sur un critère d'apparence uniforme. Une caractérisation préliminaire a établi leur profil en diamètre et en résistivité. Pour des longueurs inférieures à 5 cm, les diamètres sont uniformes à  $\pm 3\%$  et varient entre  $(33 \pm 5) \mu\text{m}$ . Les résistivités sont de l'ordre de  $(142 \pm 10) \mu\Omega\text{cm}$ . Chaque segment a ensuite été coupé et divisé en deux sous-groupes. Les échantillons du premier groupe ont systématiquement été traités puis fixés sur un porte-échantillon afin d'être analysés en magnétométrie à haute sensibilité. À partir de mesures en magnétoimpédance géante, à  $1 \text{ mA}_{\text{rms}}$ ,  $0 \text{ mA}_{\text{dc}}$  et 10 MHz, les capteurs se caractérisent par une sensibilité moyenne de  $2.5 \text{ mV}/\mu\text{T}$  et un champ d'anisotropie d'environ  $60 \text{ A/m}$ . Les mesures de la densité spectrale de bruit à  $2.5 \text{ mA}_{\text{cc}}$ ,  $2.5 \text{ mA}_{\text{dc}}$  et 10 MHz, ont démontré un niveau de bruit magnétique équivalent, de l'ordre de  $15 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  en zone de bruit blanc et de  $131 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 1 Hz.

Le deuxième groupe d'échantillons a également été traité puis coupé en segments de 0.5 cm afin d'être caractérisé par un magnétomètre à échantillon vibrant. Une aimantation à saturation moyenne de  $560 \text{ kA/m}$ , un champ coercitif de  $11 \text{ A/m}$  et une susceptibilité apparente d'environ 3000 ont été mesurés. Un coefficient d'approche à saturation de l'ordre de  $2/7$  a également été déduit.

Un modèle de bruit a été développé à partir du formalisme de la magnétoimpédance géante linéaire et du théorème généralisé de Callen et Welton. L'expression obtenue, en régime de faible effet de peau, a démontré une dépendance des fluctuations avec les pertes magnétiques. La comparaison avec le modèle actuel a permis d'associer ces effets à une dissipation due à des fluctuations de position de l'aimantation. Toutefois, due à la différence des approches, une équivalence entre les deux formalismes n'a pu être établie. Dans le modèle de Callen et Welton, le bruit est d'origine inductif alors que dans le modèle actuel, celui-ci est déterminé

à partir des variations de la fonction de réponse de l'aimantation en présence d'un champ appliqué. Étant donné ces nuances, un approfondissement des formalismes est nécessaire afin de saisir si les modèles sont équivalents ou bien complémentaires.

Finalement, plusieurs échantillons initialement préparés sont disponibles pour poursuivre l'étude. Comme l'illustre la figure 5.1, plusieurs segments de différentes longueurs ont déjà été caractérisés et/ou traités. Un tableau récapitulatif des propriétés physiques des microfils est également inclus dans ce travail (annexe H).

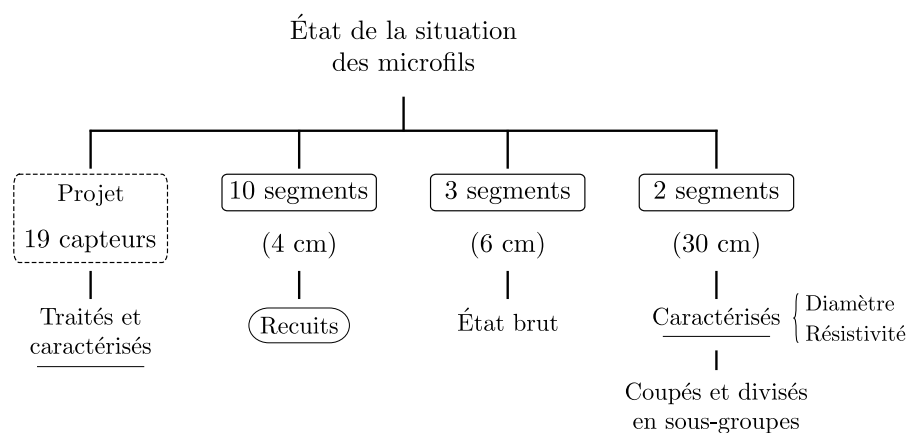


Figure 5.1 État de la situation des microfils sélectionnés, caractérisés et traités dans le cadre de ce travail.

## 5.2 Contributions originales

Une contribution importante de ce travail est d'avoir démontré l'effet du traitement de recuit sur la performance des capteurs. D'abord, il a été établi que par un recuit à température constante et une contrainte en tension appliquée, des gains moyens d'un facteur deux de sensibilité sont obtenus. De plus, la diminution de l'impédance à champ nul causée par le recuit montre, conformément au modèle de bruit, qu'une réduction des fluctuations magnétiques est possible à partir d'un point de fonctionnement de plus faible impédance.

L'origine de la variabilité en sensibilité des capteurs a également été justifiée à partir du traitement de recuit. Le champ de surface produit par la densité de courant constante influence de manière décisive la performance des capteurs. En particulier, il a été révélé qu'un renforcement inhomogène de l'anisotropie se produit dû à la dépendance linéaire entre le champ de surface et le diamètre. Cet effet a pour conséquence que la sensibilité est inversement

proportionnelle au diamètre pour un recuit à densité de courant constante.

La réduction de la résistivité apparente à la suite de l'électrodéposition de cuivre aux extrémités des échantillons, est également une contribution originale. L'effet démontre que le dépôt permet de réduire la résistance de contact des capteurs. Un abaissement du niveau de bruit basse fréquence est également obtenu, malgré que la tendance ne soit pas statistiquement significative.

Une uniformisation de la résistivité apparente a également été montrée pour les échantillons n'ayant pas subi d'électrodéposition. Bien que l'origine de l'effet n'a pas pu être établie avec certitude, l'hypothèse d'une relaxation des contraintes résiduelles comme effet secondaire du recuit est plausible. L'observation permet néanmoins de faire ressortir qu'une réduction de la variabilité des résistivités apparentes est un atout important pour normaliser la performance des capteurs.

La caractérisation des propriétés magnétiques a démontré que la refonte des pointes par laser mène à un durcissement magnétique. L'effet a été attribué à la formation d'une anisotropie magnétocristalline localisée qui est beaucoup plus forte que l'anisotropie magnétoélastique du matériau massif. Le traitement de refonte par laser stabilise donc l'aimantation aux extrémités des échantillons. Les mesures de bruit montrent une réduction des fluctuations magnétiques pour les microfils traités.

L'analyse de bruit a prouvé que la relation de proportionnalité entre l'excès de bruit mesuré et la sensibilité n'est pas liée à la résistance  $dc$  des capteurs ou à un effet d'instrumentation. La séparation des contributions électronique et magnétique à l'excès de bruit total a clairement démontré que le niveau de bruit basse fréquence est dominé par les fluctuations magnétiques des microfils. Ce constat est très important pour la mise en oeuvre des magnétomètres, car elle démontre que l'excès de bruit mesuré peut être contrôlé à partir des conditions d'excitation des capteurs.

Une autre contribution de cette maîtrise est d'avoir établi un modèle original de bruit des microfils. Le constat que les fluctuations sont dans ce cas, de nature inductive, correspond à une interprétation différente des mécanismes de bruit par rapport au modèle actuel. Bien qu'une analyse supplémentaire soit nécessaire pour mieux établir la relation entre les deux formalismes, l'apport du modèle proposé est important étant donné son caractère spécifique au modèle de la magnétoimpédance géante.

### 5.3 Avenues de recherche

Plusieurs aspects de ce projet méritent d'être approfondis. D'abord, des mesures de bruit et de sensibilité dans les conditions d'excitation optimales doivent être réalisées afin de corroborer davantage l'effet des traitements physico-chimiques sur la performance des capteurs. Les résultats obtenus démontrent que les traitements d'électrodéposition et de refonte par laser réduisent respectivement la résistance de contact et l'instabilité de l'aimantation aux extrémités. Par contre, l'effet sur le bruit magnétique est resté plus subtil, malgré une légère tendance de diminution. L'approche proposée consiste à trouver des conditions d'excitation qui maximisent la contribution magnétique à l'excès de bruit mesuré. Puisque la portion magnétique du bruit est proportionnelle à la sensibilité, un moyen efficace pour la maximiser est d'utiliser le courant  $ac$  optimal dont le calcul a démontré qu'il varie entre 4 et 8 mA<sub>ac</sub> pour une fréquence de 10 MHz et un courant  $dc$  faible par rapport au courant  $ac$ . L'apport magnétique au bruit devient dans ces conditions dominant et l'effet des traitements physico-chimiques le plus susceptible de marquer une différence. Ultimement, cela permet de voir l'effet sur la performance des capteurs.

De manière complémentaire, la recherche de conditions qui permettent de réduire l'excès de bruit magnétique équivalent des magnétomètres doit aussi être complétée. Dans ce cas, c'est le ratio du niveau de fluctuations mesuré avec la sensibilité qui doit être minimisé. Cette figure de mérite définit le plus petit champ magnétique mesurable par le système. Un moyen qui est proposé dans la littérature (Butta et Sasada, 2012) pour diminuer le bruit magnétique équivalent consiste à appliquer des courants  $dc$  du même ordre de grandeur que le courant  $ac$ . L'approche proposée consiste donc à combiner des courants  $dc$  entre 4 et 8 mA<sub>dc</sub> aux courants  $ac$  optimaux. Les résultats obtenus dans ce mémoire semblent corroborer les bien-fondés de cette approche.

Le modèle de bruit développé est un autre sujet qui doit être exploré davantage. En particulier, la comparaison du formalisme avec le modèle actuel doit permettre de vérifier si les deux formulations sont équivalentes ou si l'une est complémentaire à l'autre. Une première étape consiste à développer un modèle de sensibilité ohmique afin de vérifier si la dépendance avec la pulsation  $\omega$  du bruit est liée ou non à la sensibilité. Une expression peut être établie à partir du modèle simplifié de la magnétoimpédance géante. Si une dépendance en  $\omega$  persiste, cela signifie que le bruit calculé est de nature inductive. Autrement dit, que les fluctuations de l'aimantation induisent des courants, qui à leur tour produisent un champ qui engendre d'autres fluctuations de l'aimantation. Dans ce cas, les modèles décriraient différentes contributions au bruit des microfils, étant donné que le modèle actuel ne tient compte que des variations de

position de l'aimantation. Une autre voie d'analyse consiste à formuler le champ magnétique effectif des microfils et de vérifier si une dépendance en  $d^2$  est plausible. Si tel est le cas, une égalité entre les deux formalismes pourrait se justifier.

Finalement, un traitement alternatif par gravure est proposé afin de modifier les extrémités des microfils. Un possible avantage de cette approche est qu'elle ne cristallise pas les extrémités et est probablement plus facile à intégrer comme étape préliminaire à l'électrodéposition de cuivre. Toutefois, obtenir une forme ellipsoïdale par gravure peut présenter un défi.

## 5.4 Recommandations

Le traitement de recuit sous contrainte doit être reconsidéré afin de réduire l'effet des diamètres sur le champ d'anisotropie. Un moyen possible consiste à appliquer une contrainte en tension légèrement plus grande pour les microfils de plus faible diamètre, de sorte à compenser, par la magnétostriction, le renforcement inégal de l'anisotropie. Une condition plus systématique sur la contrainte à appliquer, doit cependant être considérée afin d'assurer une meilleure reproductibilité. Ainsi, au lieu de se référer à la valeur du champ d'anisotropie en fonction de la déformation, il est suggéré d'utiliser la partie réelle de l'impédance qui, à champ nul, diminue en fonction de la déformation. Par les résultats obtenus, le recuit a été appliqué lorsque l'écart relatif moyen était de l'ordre de 50 %. Cette figure de mérite permet d'être plus systématique dans la déformation appliquée ainsi que d'évaluer plus facilement son amplitude.

Des méthodes plus complexes méritent également d'être mentionnées, comme un recuit dans une fournaise où la température et le champ circonférentiel sont découplés. Un traitement similaire est proposé par M. Butta (Butta et Sasada, 2014), pour lequel un fort courant  $dc$  sature l'aimantation dans la direction circonférentielle, une fournaise maintient la température fixe et l'ajout d'un champ statique balancé, assure un renforcement strictement circonférentiel de l'anisotropie. Ces résultats démontrent une réduction de plus du double du niveau de bruit à 1 Hz par rapport à des échantillons non traités.

Une suggestion est également proposée pour réduire la variabilité en performance à la suite de l'électrodéposition de cuivre. En effet, bien que le traitement présage d'un bienfait pour diminuer l'excès de bruit électronique, la disparité des résultats laisse entrevoir une inhomogénéité de la qualité des dépôts. Ainsi, afin d'améliorer cet aspect, il est recommandé de procéder de manière plus systématique à un prénettoyage des microfils afin d'éliminer toutes

traces de contaminants, d'oxydations ou de défauts. Une méthode par ultrasons ou éventuellement par plasma, peuvent être des solutions viables pour uniformiser la performance des microfils.



## RÉFÉRENCES

- D. Atkinson et P. T. Squire, “Experimental and phenomenological investigation of the effect of stress on magneto-impedance in amorphous wires”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 33, no. 5, pp. 3364–3366, 1997.
- R. S. Beach et A. E. Berkowitz, “Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire”, *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 26, pp. 3652–3654, 1994.
- T. L. Bergman, A. S. Lavine, F. P. Incropera, et D. P. Dewitt, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 7e éd. John Wiley & Sons, 2011.
- B. S. Berry et W. C. Pritchett, “Magnetic annealing and directional ordering of an amorphous ferromagnetic alloy”, *Physical review letters*, vol. 34, no. 16, pp. 1022–1025, 1975.
- W. F. Brown Jr, “The effect of dislocations on magnetization near saturation”, *Physical Review*, vol. 60, no. 2, pp. 139–147, 1941.
- K. Bushida, K. Mohri, et T. Uchiyama, “Sensitive and quick response micro magnetic sensor using amorphous wire MI element colpitts oscillator”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31, no. 6, pp. 3134–3136, 1995.
- M. Butta et I. Sasada, “Sources of noise in a magnetometer based on orthogonal fluxgate operated in fundamental mode”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 4, pp. 1508–1511, 2012.
- M. Butta et I. Sasada, “Method for offset suppression in orthogonal fluxgate with annealed wire core”, *Sensor Letters*, vol. 12, no. 8, pp. 1295–1298, 2014.
- M. Butta et I. Sasada, “Orthogonal fluxgate with annealed wire core”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 49, no. 1, pp. 62–65, 2013.
- H. B. Callen et T. A. Welton, “Irreversibility and generalized noise”, *Physical Review*, vol. 83, no. 1, pp. 34–40, 1951.
- L.-P. Carignan, “Modélisation, développement et caractérisation de matériaux magnétiques à base de nanofils ferromagnétiques pour les technologies hyperfréquences”, Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2012.

CINCH, *SMA 50 Ohm End Launch Jack Receptacle - Round Contact*, Juil. 2015. En ligne : [https://cinchconnectivity.com/OA\\_MEDIA/specs/pi-142-0701-801.pdf](https://cinchconnectivity.com/OA_MEDIA/specs/pi-142-0701-801.pdf)

P. Ciureanu, G. Rudkowska, L. Clime, A. Sklyuyev, et A. Yelon, “Anisotropy optimization of giant magnetoimpedance sensors”, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, vol. 6, no. 3, pp. 905–910, 2004.

P. Ciureanu, L. Melo, D. Seddaoui, D. Ménard, et A. Yelon, “Physical models of magnetoimpedance”, *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 7, pp. 0739081–0739088, 2007.

J. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, 2010.

C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, et F. Laloë, *Mécanique Quantique*. Hermann Éditeurs des Sciences et des Arts, 1998.

L. Ding, “Étude et amélioration des performances en bruit de capteurs à magnétoimpédance géante. application à la magnétométrie à très haute sensibilité”, Thèse de doctorat, Groupe de Recherche en Information, Image, Automatique et Instrumentation de Caen (GREYC), 2008.

L. Ding, S. Saez, C. Dolabdjian, L. G. C. Melo, A. Yelon, et D. Ménard, “Equivalent magnetic noise limit of low-cost GMI magnetometer”, *IEEE Sensors Journal*, vol. 9, no. 2, pp. 159–168, 2009.

C. Dolabdjian, B. Dufay, S. Saez, A. Yelon, et D. Ménard, “Is low frequency excess noise of GMI induced by magnetization fluctuations?” dans *Materials and Applications for Sensors and Transducers III*, I. C. on Materials, A. for Sensors, et Transducers, éd., vol. 605. Trans Tech Publications Ltd, 2014, pp. 437–440.

B. Dufay, “Optimisation d’un magnétomètre à haute sensibilité à base de magnétoimpédance géante”, Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie (France) et Polytechnique Montréal (Canada), 2012.

B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, A. Yelon, et D. Ménard, “Physical properties and giant magnetoimpedance sensitivity of rapidly solidified magnetic microwires”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 324, no. 13, pp. 2091–2099, 2012.

B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, A. Yelon, et D. Ménard, “Development of a high sensitivity giant magneto-impedance magnetometer : Comparison with a commercial flux-gate”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 49, no. 1, pp. 85–88, 2013.

B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, A. Yelon, et D. Ménard, “Characterization of an optimized off-diagonal GMI-based magnetometer”, *IEEE Sensors Journal*, vol. 13, no. 1, pp. 379–388, 2013.

G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, 2e éd. Dover, 1975.

E. Harrison, G. L. Turney, H. Rowe, et H. Gollop, “The electrical properties of high permeability wires carrying alternating current”, *Proceeding of the Royal Society of London, Series A*, vol. 157, pp. 451–479, 1936.

H. Hauser, L. Kraus, et P. Ripka, “Giant magnetoimpedance sensors”, *IEEE Instrumentations & Measurement Magazine*, vol. 4, no. 2, pp. 28–32, 2001.

L. Kraus, “Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 195, no. 3, pp. 764–778, 1999.

L. Kraus, “The theoretical limits of giant magneto-impedance”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 196-197, pp. 354–356, 1999.

L. Kraus, “GMI modeling and material optimization”, *Sensors and Actuators A*, vol. 106, no. 1-3, pp. 187–194, 2003.

H. Kronmüller, “Magnetization processes and the microstructure in amorphous metals”, *Journal de Physique Colloques*, vol. 41, no. C8, pp. C8–618–C8–625, 1980.

L. D. Landau, L. P. Pitaevskii, et E. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media*, 2e éd. Butterworth-Heinemann, 1984, vol. 8.

J. Lenz et A. S. Edelstein, “Magnetic sensors and their applications”, *IEEE Sensors Journal*, vol. 6, no. 3, pp. 631–649, 2006.

J.-S. Liu, J.-F. Sun, D.-W. Xing, X. Xue, S.-L. Zhang, H. Wang, et X.-D. Wang, “Experimental study on the effect of wire bonding by Cu electroplating on GMI stability of Co-based amorphous wires”, *Physica Status Solidi A*, vol. 208, no. 3, pp. 530–534, 2011.

J.-S. Liu, D.-W. Xing, D.-Y. Zhang, F.-Y. Cao, X. Xue, et J.-F. Sun, “Influence of wire-connecting with Ni electro-plating on GMI output stability of Co-rich amorphous microwires”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 49, no. 12, pp. 5639–5644, 2013.

H. H. Lou et Y. Huang, *Encyclopedia of Chemical Processing*, S. Lee, éd. Taylor & Francis, 2006.

L. Melo, D. Ménard, A. Yelon, L. Ding, S. Saez, et C. Dolabdjian, “Optimization of the magnetic noise and sensitivity of giant magnetoimpedance sensors”, *Journal of Applied Physics*, vol. 103, no. 3, pp. 033 903–1–6, 2008.

D. Ménard et A. Yelon, “Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires”, *Journal of Applied Physics*, vol. 88, no. 1, pp. 379–393, 2000.

D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu, et A. Yelon, “Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor”, *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 5, pp. 2805–2814, 1998.

D. Ménard, G. Rudkowska, L. Clime, P. Ciureanu, A. Yelon, S. Saez, C. Dolabdjian, et D. Robbes, “Progress towards the optimization of the signal-to-noise ratio in giant magnetoimpedance sensors”, *Sensors and Actuators A*, vol. 129, no. 1-2, pp. 6–9, 2006.

D. Ménard, D. Seddaoui, L. Melo, A. Yelon, B. Dufay, S. Saez, et C. Dolabdjian, “Perspectives in giant magnetoimpedance magnetometry”, *Senso Letters*, vol. 7, no. 3, pp. 339–342, 2009.

D. Ménard, “Modélisation de la magnétoimpédance géante dans les conducteurs magnétiques cylindriques”, Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 1999.

A. Mitra et M. Vázquez, “Stress- and annealing-dependent magnetic properties of amorphous wires”, *Journal of Physics D (Applied Physics)*, vol. 23, no. 2, pp. 228–233, 1990.

K. Mohri, F. B. Humphrey, K. Kawashima, K. Kimura, et M. Mizutani, “Large Barkhausen and Metteucci effects in FeCoSiB, FeCrSiB and FeNiSiB”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 26, no. 5, pp. 1789–1791, 1990.

K. Mohri, T. Kohsawa, K. Kawashima, H. Yoshida, et L. Panina, “Magneto-inductive effect (mi effect) in amorphous wires”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 28, no. 5, pp. 3150–3152, 1992.

K. Mohri, L. Panina, T. Uchiyama, K. Bushida, et M. Noda, “Sensitive and quick response micro magnetic sensor utilizing magneto-impedance in Co-rich amorphous wires”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31, no. 2, pp. 1266–1275, 1995.

K. Mohri, T. Uchiyama, et L. Panina, “Recent advances of micro magnetic sensors and sensing application”, *Sensors and Actuators A*, vol. 59, pp. 1–8, 1997.

- L. Néel, “La loi d’approche en  $a : H$  et une nouvelle théorie de la dureté magnétique”, *Le journal de physique et le radium*, vol. 9, no. 5, pp. 184–192, 1948.
- H. Nyquist, “Thermal agitation of electric charge in conductors”, *Physical Review*, vol. 32, pp. 110–114, 1928.
- L. Panina et K. Mohri, “Magneto-impedance effect in amorphous wires”, *Applied Physics Letters*, vol. 65, no. 9, pp. 1189–1191, 1994.
- L. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, et M. Noda, “Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31, no. 2, pp. 1249–1260, 1995.
- M.-H. Phan et H.-X. Peng, “Giant magnetoimpedance materials : Fundamentals and applications”, *Progress in Materials Science*, vol. 53, pp. 323–420, 2008.
- E. Portalier, B. Dufay, S. Saez, et C. Dolabdjian, “Noise behavior of high sensitive GMI-based magnetometer relative to conditioning parameters”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 51, no. 1, p. 4002104 (4 pp.), 2015.
- K. V. Rao, F. B. Humphrey, et J. L. Costa-Krämer, “Very large magneto-impedance in amorphous soft ferromagnetic wires”, *Journal of Applied Physics*, vol. 76, no. 10, pp. 6204–6206, 1994.
- P. Ripka, *Magnetic Sensors and Magnetometers*, P. Ripka, éd. Artech House, 2001.
- M. Rouabhi, R. W. Cochrane, D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu, et A. Yelon, “Anisotropy and magnetization processes in Co-rich amorphous wires”, *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 8, pp. 5441–5443, 1999.
- G. Rudkowska, “Effect of inclusions in MXT Co-based wires”, Polytechnique Montréal, Rapport interne, Laboratoire de Magnétisme, 2013.
- G. Rudkowska, “Experimental study of a permanent biasing in amorphous wires”, Polytechnique Montréal, Rapport interne, Laboratoire de Magnétisme, 2012.
- D. Seddaoui, “Comportement des microfils MXT avec la température”, Polytechnique Montréal, Rapport interne, Laboratoire de Magnétisme, 2014.
- J. Strom-Olsen, “Fine fibres by melt extraction”, *Materials Science and Engineering*, vol. A178, no. 1-2, pp. 239–243, 1994.

J. Strom-Olsen et P. Rudkowski, “Apparatus and method for fabrication of metallic fibers having a small cross section”, July 1991, US Patent 5,027,886.

J. Velázquez, M. Vázquez, D.-X. Chen, et A. Hernando, “Giant magnetoimpedance in non-magnetostrictive amorphous wires”, *Physical Review B*, vol. 50, no. 22, pp. 16 737–16 740, 1994.

G. N. Watson, *a treatise on the Theory of Bessel Functions*, 2e éd. Cambridge University Press, 1966.

A. Yelon, D. Ménard, M. Britel, et P. Ciureanu, “Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent”, *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 20, pp. 3084–3085, 1996.

A. Zhukov et V. Zhukova, *Magnetic Sensors and Applications Based on Thin Magnetically Soft Wires with Tunable Magnetic Properties*. International Frequency Sensor Association Publishing, 2014.

## ANNEXE A Démonstration du théorème généralisé de Callen et Welton

L'annexe qui suit présente une démonstration du formalisme de Callen et Welton (Callen et Welton, 1951) sur les fluctuations généralisées d'un système dissipatif linéaire. Le résultat obtenu se réfère au théorème de bruit généralisé utilisé au chapitre 2.

Soit, un système à l'équilibre thermodynamique dont son état est décrit par deux paramètres conjugués, tel qu'un paramètre intensif  $V$  et un paramètre extensif  $Q$ . Le système est considéré être dissipatif et linéaire, de sorte que sous l'effet d'une perturbation dépendante du temps l'impédance se définit comme

$$V = Z \dot{Q} \quad (\text{A.1})$$

où  $\dot{Q}$  est la réponse temporelle du système et  $V$  définit la force *généralisée*. La puissance dissipée s'exprime alors par

$$\mathbb{P} = \frac{1}{2} \frac{V^2}{|Z|^2} \Re\{Z\} \quad (\text{A.2})$$

avec  $\Re\{Z\}$ , la partie réelle de l'impédance. À partir de la théorie des perturbations dépendante du temps, la dissipation de puissance peut se déduire en considérant le Hamiltonien du système

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{\mathcal{H}}'(t) \quad (\text{A.3})$$

avec  $\hat{\mathcal{H}}_0$  le Hamiltonien non perturbé et  $\hat{\mathcal{H}}'(t)$  le Hamiltonien de perturbation dépendant du temps. Le Hamiltonien du système satisfait donc l'équation de Schrödinger

$$\hat{\mathcal{H}}|\psi\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi\rangle \quad (\text{A.4})$$

avec  $|\psi\rangle = \sum_n a_n |n\rangle$ ,  $a_n$  les coefficients de projection et  $|n\rangle$  les états propres du système non-perturbé satisfaisant l'équation  $\hat{\mathcal{H}}_0 |n\rangle = E_n |n\rangle$ .

En posant de manière générale, la perturbation dépendante du temps comme

$$\hat{\mathcal{H}}'(t) = V \hat{Q} \quad (\text{A.5a})$$

$$= V_0 \sin(\omega t) \hat{Q} \quad (\text{A.5b})$$

le Hamiltonien du système prend dans ce cas la forme

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + V_0 \sin(\omega t) \hat{Q}. \quad (\text{A.6})$$

La probabilité de transition d'un état  $|n\rangle$  vers un état  $|m\rangle$ , due à la perturbation dépendante du temps, s'exprime par (Cohen-Tannoudji et al., 1998)

$$\mathcal{P}_{mn} = \frac{V_0^2}{\hbar^2} \left| \int_0^t e^{i\omega_{mn}\tau} \langle m | \sin(\omega \tau) \hat{Q} | n \rangle d\tau \right|^2 \quad (\text{A.7})$$

avec  $\omega_{mn} = E_{mn}/\hbar$  et  $E_{mn} = E_m - E_n$ . Lorsque  $\omega \approx \omega_{mn}$ , la probabilité de transition se simplifie sous la forme

$$\mathcal{P}_{mn} = \frac{V_0^2 |\hat{Q}_{mn}|^2}{4\hbar^2} F(t, \omega_{mn} - \omega) \quad (\text{A.8})$$

où  $\hat{Q}_{mn} = \langle m | \hat{Q} | n \rangle$ ,  $F(t, \omega_{mn} - \omega) = |\sin(\vartheta t)/\vartheta|^2$  et  $\vartheta = (\omega_{mn} - \omega)/2$ . En considérant une distribution continue des niveaux d'énergie supérieurs, exprimée par la densité d'états  $\rho(E)$ , la probabilité de transition devient

$$\mathcal{P}_{mn} = \int_{E \in \delta E_m} \frac{V_0^2 |\hat{Q}_{mn}|^2}{4\hbar^2} F\left(t, \frac{E_{mn} - E}{\hbar}\right) \rho(E) dE. \quad (\text{A.9})$$

En posant que  $E \approx E_{mn}$ , la simplification  $\lim_{t \rightarrow \infty} F(t, \{E_{mn} - E\}/\hbar) \approx 2\pi\hbar t \delta(E_{mn} - E)$  est admise de sorte que

$$\mathcal{P}_{E_n \pm \hbar\omega} = \frac{\pi}{2\hbar} t V_0^2 \left| \langle E_n \pm \hbar\omega | \hat{Q}_{mn} | E_n \rangle \right|^2 \rho(E_n \pm \hbar\omega), \quad (\text{A.10})$$



où  $\hbar\omega = |E_m - E_n|$ . Le taux de transition correspond alors à

$$\dot{\mathcal{P}}_{E_n \pm \hbar\omega} = \frac{\pi}{2\hbar} V_0^2 \left| \langle E_n \pm \hbar\omega | \hat{Q}_{mn} | E_n \rangle \right|^2 \rho(E_n \pm \hbar\omega), \quad (\text{A.11})$$

définissant ainsi la règle d'Or de Fermi.

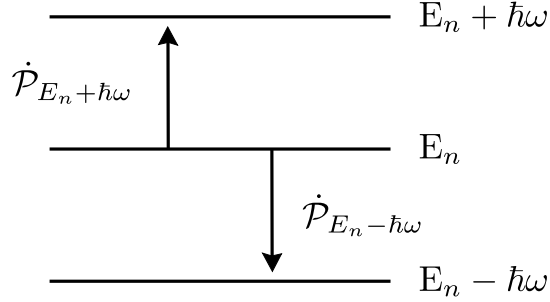


Figure A.1 Représentation du taux de transition en absorption ( $\dot{\mathcal{P}}_{E_n + \hbar\omega}$ ) et en dissipation ( $\dot{\mathcal{P}}_{E_n - \hbar\omega}$ ) pour un système soumis à une perturbation dépendante du temps.

Considérant à présent que le système absorbe et dissipe à la fois de l'énergie (fig. A.1), le taux de transition total devient

$$\dot{\mathcal{P}}_{tot} = \dot{\mathcal{P}}_{E_n + \hbar\omega} + \dot{\mathcal{P}}_{E_n - \hbar\omega} \quad (\text{A.12})$$

avec  $\dot{\mathcal{P}}_{E_n + \hbar\omega}$  le taux d'absorption et  $\dot{\mathcal{P}}_{E_n - \hbar\omega}$  le taux de dissipation. Le bilan de puissance absorbée s'en déduit alors comme

$$\mathbb{P} = \hbar\omega \left( \dot{\mathcal{P}}_{E_n + \hbar\omega} - \dot{\mathcal{P}}_{E_n - \hbar\omega} \right). \quad (\text{A.13})$$

En posant que les états initiaux satisfont une distribution de Boltzmann,

$$\frac{f(E_n + \hbar\omega)}{f(E_n)} = \frac{f(E_n)}{f(E_n - \hbar\omega)} = e^{-\beta\hbar\omega}, \quad (\text{A.14})$$

avec  $\beta = (k_B T)^{-1}$ , la puissance totale absorbée par le système devient

$$\mathbb{P} = \sum_n f(E_n) \hbar \omega \left( \dot{\mathcal{P}}_{E_n + \hbar \omega} - \dot{\mathcal{P}}_{E_n - \hbar \omega} \right) \quad (\text{A.15})$$

et sa généralisation à un continuum d'états mène à

$$\mathbb{P} = \hbar \omega \int_0^\infty \left( \dot{\mathcal{P}}_{E + \hbar \omega} - \dot{\mathcal{P}}_{E - \hbar \omega} \right) \rho(E) f(E) dE. \quad (\text{A.16})$$

Par la règle d'Or de Fermi (équ. A.11), la puissance dissipée par le système s'exprime par

$$\begin{aligned} \mathbb{P} = \frac{\pi}{2} \omega V_0^2 \int_0^\infty & \left( \left| \langle E + \hbar \omega | \hat{Q} | n \rangle \right|^2 \rho(E + \hbar \omega) \right. \\ & \left. - \left| \langle E - \hbar \omega | \hat{Q} | n \rangle \right|^2 \rho(E - \hbar \omega) \right) \rho(E) f(E) dE. \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

L'expression A.17 décrit donc de manière généralisée la puissance dissipée par un système à l'équilibre thermodynamique défini par deux paramètres conjugués, soit un paramètre intensif  $V = V_0 \sin \omega t$  et un paramètre extensif  $Q$ .

Conformément à l'expression A.2, définissant la puissance dissipée par un système linéaire, l'équation A.17 se traduit donc par

$$\begin{aligned} \frac{\Re \{Z\}}{|Z|^2} = \pi \omega \int_0^\infty & \left\{ \left| \langle E + \hbar \omega | \hat{Q} | E \rangle \right|^2 \rho(E + \hbar \omega) \right. \\ & \left. - \left| \langle E - \hbar \omega | \hat{Q} | E \rangle \right|^2 \rho(E - \hbar \omega) \right\} \rho(E) f(E) dE. \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

De plus, considérant que des fluctuations de perturbation produisent une dissipation de puissance telle qu'en moyenne  $\langle V \rangle = 0$ , mais dont  $\langle V^2 \rangle \neq 0$ , il en résulte, en régime linéaire, que

$$\langle V^2 \rangle = |Z|^2 \langle \dot{Q}^2 \rangle \quad (\text{A.19})$$

avec  $Z$  l'impédance et  $\dot{Q}$  la réponse temporelle du système. L'écart quadratique moyenne de

la réponse du système  $\langle \dot{Q}^2 \rangle$  s'établit alors par

$$\langle \dot{Q}^2 \rangle = \langle E_n | \dot{Q}^2 | E_n \rangle \quad (\text{A.20})$$

tel que  $\dot{Q}$  est l'opérateur *réponse* du système. Par la relation de fermeture  $\sum_m |E_m\rangle \langle E_m| = 1$ , l'équation A.20 se décompose comme

$$\langle \dot{Q}^2 \rangle = \sum_m \langle E_n | \dot{Q} | E_m \rangle \langle E_m | \dot{Q} | E_n \rangle. \quad (\text{A.21})$$

Dans l'hypothèse que l'opérateur *réponse* ne dépend pas explicitement du temps,  $\dot{Q} = \frac{i}{\hbar} [\hat{\mathcal{H}}_0, \hat{Q}]$ , avec  $\hat{\mathcal{H}}_0$  le Hamiltonien du système non-perturbé (Cohen-Tannoudji et al., 1998), de sorte que

$$\langle \dot{Q}^2 \rangle = \frac{1}{\hbar^2} \sum_m \left\{ \langle E_n | \hat{\mathcal{H}}_0 \hat{Q} - \hat{Q} \hat{\mathcal{H}}_0 | E_m \rangle \langle E_m | \hat{Q} \hat{\mathcal{H}}_0 - \hat{\mathcal{H}}_0 \hat{Q} | E_n \rangle \right\} \quad (\text{A.22})$$

ou de manière équivalente,

$$\langle \dot{Q}^2 \rangle = \frac{1}{\hbar^2} \sum_m (E_n - E_m)^2 \left| \langle E_n | \hat{Q} | E_m \rangle \right|^2. \quad (\text{A.23})$$

En posant alors  $|E_n - E_m| = \hbar\omega$  et en prolongeant l'espace discret vers un espace continu d'états,  $\sum_m (...) \rightarrow \int (...) \rho(E) dE$ , l'équation A.23 se simplifie en discernant les domaines d'énergie  $E_n > E_m$  et  $E_n < E_m$ . Dans ce cas, l'expression prend la forme

$$\begin{aligned} \langle \dot{Q}^2 \rangle = \hbar \int_0^\infty & \left\{ \left| \langle E_n + \hbar\omega | \hat{Q} | E_n \rangle \right|^2 \rho(E_n + \hbar\omega) \right. \\ & \left. + \left| \langle E_n - \hbar\omega | \hat{Q} | E_n \rangle \right|^2 \rho(E_n - \hbar\omega) \right\} \omega^2 d\omega. \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

En considérant à nouveau, un continuum d'états initialement occupés, satisfaisant la distribution de Boltzmann (eq. A.14), la réponse du système devient

$$\begin{aligned}
\langle \dot{Q}^2 \rangle &= \hbar \int_0^\infty \omega^2 \int_0^\infty \left\{ \left| \langle E + \hbar\omega | \hat{Q} | E \rangle \right|^2 \rho(E + \hbar\omega) \right. \\
&\quad \left. + \left| \langle E - \hbar\omega | \hat{Q} | E \rangle \right|^2 \rho(E - \hbar\omega) \right\} \rho(E) f(E) dE d\omega.
\end{aligned} \tag{A.25}$$

Les fluctuations se définissent alors à partir de l'équation A.19, de sorte que

$$\begin{aligned}
\langle V^2 \rangle &= \hbar \int_0^\infty |Z(\omega)|^2 \omega^2 \int_0^\infty \left\{ \left| \langle E + \hbar\omega | \hat{Q} | E \rangle \right|^2 \rho(E + \hbar\omega) \right. \\
&\quad \left. + \left| \langle E - \hbar\omega | \hat{Q} | E \rangle \right|^2 \rho(E - \hbar\omega) \right\} \rho(E) f(E) dE d\omega.
\end{aligned} \tag{A.26}$$

Les équations A.18 et A.26 se combinent alors afin de décrire la puissance dissipée due aux fluctuations de la perturbation. Les expressions se simplifient sous la forme

$$\frac{\Re \{Z\}}{|Z|^2} = \pi\omega \zeta_- \tag{A.27a}$$

$$\langle V^2 \rangle = \hbar \int_0^\infty |Z(\omega)|^2 \omega^2 \zeta_+ d\omega \tag{A.27b}$$

avec

$$\begin{aligned}
\zeta_\pm &= \int_0^\infty \left\{ \left| \langle E + \hbar\omega | \hat{Q} | E \rangle \right|^2 \rho(E + \hbar\omega) \right. \\
&\quad \left. \pm \left| \langle E - \hbar\omega | \hat{Q} | E \rangle \right|^2 \rho(E - \hbar\omega) \right\} \rho(E) f(E) dE.
\end{aligned} \tag{A.28}$$

En procédant au changement de variable  $E = E + \hbar\omega$ , dans le second membre de droite de l'équation A.28, l'expression devient

$$\begin{aligned}
\zeta_\pm &= \int_0^\infty \left\{ \left| \langle E + \hbar\omega | \hat{Q} | E \rangle \right|^2 \rho(E + \hbar\omega) \rho(E) f(E) \right. \\
&\quad \left. \pm \left| \langle E | \hat{Q} | E + \hbar\omega \rangle \right|^2 \rho(E) \rho(E + \hbar\omega) f(E + \hbar\omega) \right\} dE
\end{aligned} \tag{A.29}$$

ce qui mène à la simplification

$$\zeta_{\pm} = \int_0^{\infty} \left( 1 \pm \frac{f(E + \hbar\omega)}{f(E)} \right) \left| \langle E + \hbar\omega | \hat{Q} | E \rangle \right|^2 \rho(E + \hbar\omega) \rho(E) f(E) dE. \quad (\text{A.30})$$

Les expressions A.27a et A.27b se réexpriment alors, avec  $f(E + \hbar\omega) = f(E)e^{-\beta\hbar\omega}$ , par

$$\frac{\Re\{Z\}}{|Z|^2} = \pi\omega \left( 1 - e^{-\beta\hbar\omega} \right) \tilde{\xi} \quad (\text{A.31a})$$

$$\langle V^2 \rangle = \int_0^{\infty} \hbar\omega^2 |Z(\omega)|^2 \left( 1 + e^{-\beta\hbar\omega} \right) \tilde{\xi} d\omega \quad (\text{A.31b})$$

où

$$\tilde{\xi} = \int_0^{\infty} \left| \langle E + \hbar\omega | \hat{Q} | E \rangle \right|^2 \rho(E + \hbar\omega) \rho(E) f(E) dE. \quad (\text{A.32})$$

La combinaison des équations A.31a et A.31b mène directement au théorème généralisé de Callen et Welton,

$$\langle V^2 \rangle = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \Re\{Z(\omega)\} E(\omega, T) d\omega \quad (\text{A.33})$$

avec  $\Re\{Z\}$ , la partie réelle de l'impédance et  $E(\omega, T) = \hbar\omega (1/2 + n)$ , la distribution d'énergie du système avec  $n = \left( e^{\beta\hbar\omega} - 1 \right)^{-1}$ .

## ANNEXE B Méthode de production des microfils

La technique de production par solidification rapide des microfils, utilisée dans le cadre de ce projet, est schématisée à la figure B.1. La fabrication des échantillons a été faite par MXT Montréal (Strom-Olsen et Rudkowski, 1991).

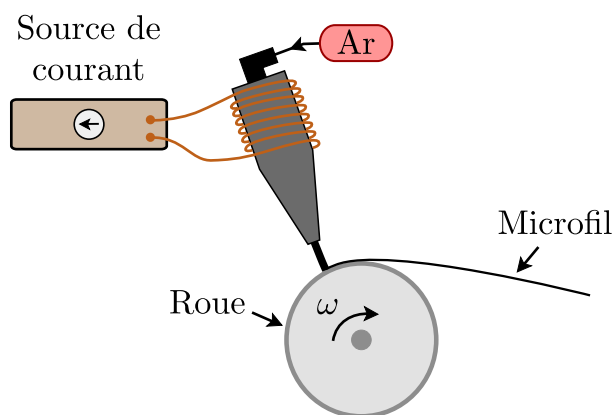


Figure B.1 Représentation de la production des microfils par trempe sur roue.

Le métal est initialement liquéfié par chauffage inductif. Un gaz d'argon (Ar) est injecté dans l'enceinte et crée une augmentation de pression. La substance est alors éjectée sur une roue en rotation qui projette des filaments de segments dans l'air. Le refroidissement rapide du matériau assure son caractère amorphe.

Certaines configurations les filaments sont directement projetés dans un bassin d'eau afin d'accélérer le processus solidification. D'autres techniques, qui consistent à étirer, dans une gaine de verre, le métal à haute température, sont également utilisées. Les microfils se caractérisent dans ce cas des diamètres d'une centaine de micromètres et sont couverts d'une couche de verre. Une revue des différents procédés de fabrication des microfils est présentée par M.H. Phan (Phan et Peng, 2008).

## ANNEXE C    Formulation de la diffraction de Fraunhofer

L'annexe qui suit consiste en une démonstration de la formule utilisée pour déterminer le diamètre des microfils par la méthode de diffraction. En se basant alors sur le formalisme de diffraction de Fraunhofer et le principe de Babinet, la relation entre le patron de diffraction et le diamètre du microfil en est déduite. Dans la démarche qui suit, l'onde incidente et l'onde diffractée sont considérées être des ondes planes, monochromatiques et cohérentes.

Soit, la formule intégrale de Fresnel-Kirchoff (Fowles, 1975), exprimant l'amplitude du champ électrique à la position  $\vec{r}_p$ , compte tenu de sa valeur à la position  $\vec{r}_s$ ,

$$E_p(t) = -\frac{iE_s(t)}{2\lambda} \iint \frac{e^{ik(r_p+r_s)}}{r_p r_s} [\cos \theta_p - \cos \theta_s] dA \quad (\text{C.1})$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde du faisceau et  $E_s(t)$  l'amplitude, dépendante du temps, du champ électrique émis par la source  $S$ . La figure C.1a illustre la configuration du problème, où un écran opaque, caractérisé par une ouverture d'épaisseur  $l$  et de largeur  $d$ , ne laisse passer qu'une portion du faisceau incident. Le point d'observation  $P$  est quant à lui inclus dans la région fermée exprimée par  $\vec{r}_p$ , de normale  $\hat{n}$ .

Ainsi, afin d'assurer la validité de l'approximation d'ondes planes, les conditions  $\delta_s \gg d$  et  $\delta_p \gg d$  sont posées (voir fig. C.1b), de sorte que les angles  $\theta_s$  et  $\theta_p$  peuvent être traités comme constants, d'où  $(\cos \theta_p - \cos \theta_s) = C$ , où  $C$  est une constante. De même, la composante  $\frac{e^{ikr_s}}{r_s}$  est posée invariable sur la largeur  $d$  et le terme  $1/r_p$  indépendant de l'ouverture  $dA$ . Dans ces considérations, l'amplitude de l'onde diffractée prend alors la forme

$$E_p = -i \frac{E_s C}{2\lambda r_p} \iint e^{ikr_p} dA. \quad (\text{C.2})$$

L'expression C.2 se simplifie davantage en exprimant l'ouverture par  $dA = l dy$  avec  $-d/2 \leq y \leq d/2$ . De plus, en exprimant le parcours des ondes planes émises du point  $p$  par  $r_p = r_0 + y \sin \theta_p$ , tel que représenté à la figure C.1b, l'équation C.2 se réduit à

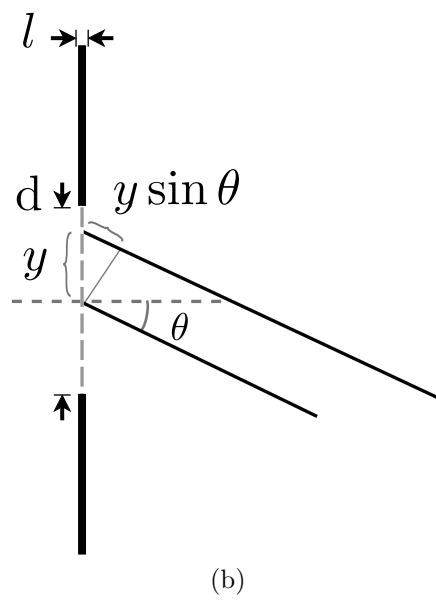
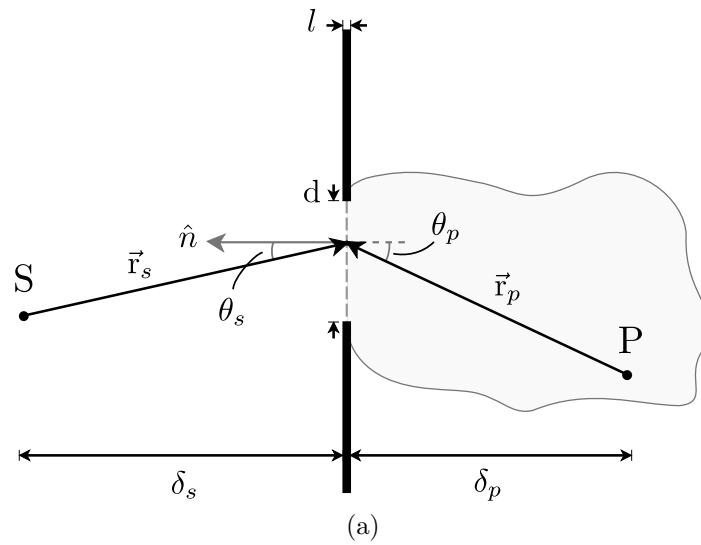


Figure C.1 (a) Représentation géométrique de la diffraction de Fersnel-Kirchoff. (b) Configuration de la diffraction de Fraunhofer par simple fente.



$$E_p = -i \frac{Cl}{2\lambda} \frac{E_s e^{ikr_0}}{r_p} \int_{-d/2}^{d/2} e^{iky \sin \theta} dy \quad (\text{C.3a})$$

$$= \tilde{C} \frac{\sin\left(\beta \frac{d}{2}\right)}{\beta} \quad (\text{C.3b})$$

avec  $\tilde{C} = -i \frac{Cl}{\lambda} \frac{E_s e^{ikr_0}}{r_p}$  et  $\beta = k \sin \theta$ , exprimant la différence de parcours des ondes diffractées. L'intensité du faisceau peut alors s'exprimer sous forme

$$I = |E_p|^2 = |\tilde{C}|^2 \left( \frac{\sin\left(\beta \frac{d}{2}\right)}{\beta} \right)^2. \quad (\text{C.4})$$

Il s'en suit qu'un minimum d'intensité correspond dans ce contexte, à  $\sin \beta \frac{d}{2} = 0$ , de sorte que,

$$\beta \frac{d}{2} = m\pi \quad (\text{C.5})$$

et par conséquent,

$$\frac{1}{2} k d \sin \theta_m = m\pi \quad (\text{C.6})$$

avec  $m \in \mathbb{Z}$ . En posant ainsi  $k = 2\pi/\lambda$ , la dimension de l'ouverture s'en déduit par

$$d = \frac{m\lambda}{\sin \theta_m}. \quad (\text{C.7})$$

Il en résulte alors, par le principe de Babinet, que tout objet conjugué à l'ouverture de l'écran opaque, satisfait ces mêmes conditions de diffraction et par le fait même, produit le même patron d'interférence. L'équation C.7 s'applique donc, en pleine rigueur, à la diffraction d'un microfil. Le diamètre du microfil en est ainsi déterminé. La suite de la discussion est traitée à la section 3.2.1.

## ANNEXE D Calcul de la densité de courant de recuit

Le calcul de la densité de courant pour le traitement de recuit est présenté dans cette annexe. Les données utilisées se basent sur les travaux de recherche de G. Rudkowska réalisés en 2012 au Laboratoire de Magnétisme (Rudkowska, 2012). Cette section fait référence à la discussion du traitement de recuit sous contrainte de la section 3.3.1.

En considérant que lors du recuit, la voie d'échange thermique entre le microfil et l'environnement satisfait la loi de refroidissement de Newton (Bergman et al., 2011), la puissance thermique dissipée par l'échantillon s'exprime par

$$\dot{Q} = hA(T - T_0) \quad (\text{D.1})$$

avec  $h$  le coefficient de transfert thermique,  $A$  la section de l'échantillon,  $T$  la température de l'échantillon et  $T_0$  la température de référence, ici posée à 25°C. Pour une puissance thermique dissipée par un courant appliqué, il s'en déduit l'équivalence

$$R(T) I^2 = hA(T - T_0) \quad (\text{D.2})$$

avec  $R(T)$  est la résistance  $dc$  du conducteur à la température  $T$  et  $I$ , le courant appliqué. L'élévation en température s'exprime alors par

$$T = \frac{R(T) I^2}{hA} + T_0. \quad (\text{D.3})$$

La caractérisation en température des microfils a été faite à l'aide d'un pont de Wheatstone, comme schématisé à la figure D.1. Le pont est soumis à un courant  $ac$  de 110 mA d'amplitude à 500 kHz. La résistance variable  $R_V$  est ajustée jusqu'à ce que la différence de tension entre les branches soit nulle  $V = 0$ . Le courant appliqué au microfil est alors de 55 mA. Ce dernier produit un champ magnétique  $ac$  qui fait osciller l'aimantation ce qui génère des variations d'impédances et donc des impulsions  $\Delta V$ , décelable dans la mesure de  $V$  (fig. D.1).

L'ajout d'un courant  $dc$  élève en température l'échantillon magnétique. Au fur et à mesure que la température augmente, une détérioration de la structure magnétique mène à une

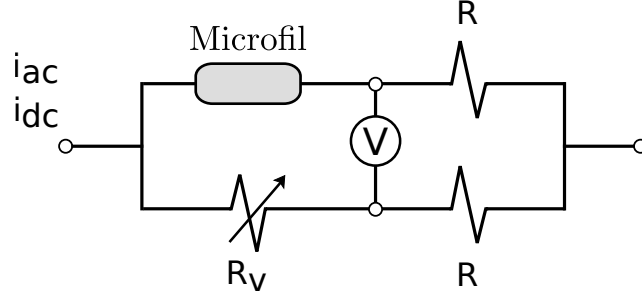


Figure D.1 Configuration du pont de Wheatstone pour la caractérisation en température des microfils amorphes.

diminution de l'aimantation et par conséquent à un abaissement des impulsions  $\Delta V$ . À la température de Curie, il y a perte totale de la réponse magnétique et donc  $\Delta V = 0$  (fig. D.2).

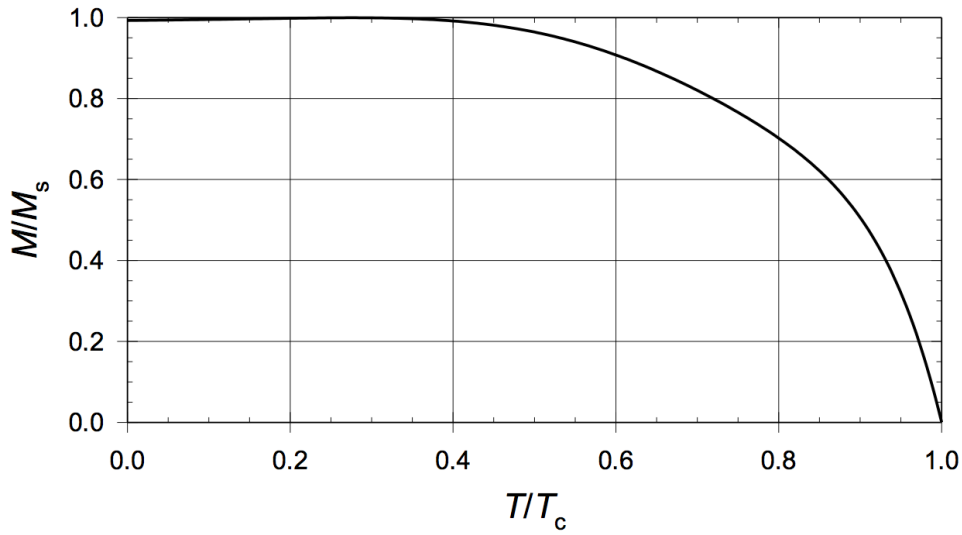


Figure D.2 Aimantation normalisée par l'aimantation à saturation en fonction de la température normalisée par la température de Curie (Rudkowska, 2012).

Par ce moyen il a été établi que la température de Curie, référée à 295°C (Rudkowska, 2012) pour les microfils de CoFeSiB, est atteinte pour un courant de 140 mA<sub>dc</sub>.

L'élévation en température en fonction du courant *dc* appliqué pour trois microfils est présentée à la figure D.3 alors que le tableau D.1 présente leurs diamètres et leurs résistances *dc* à la température de Curie et à 100°C.

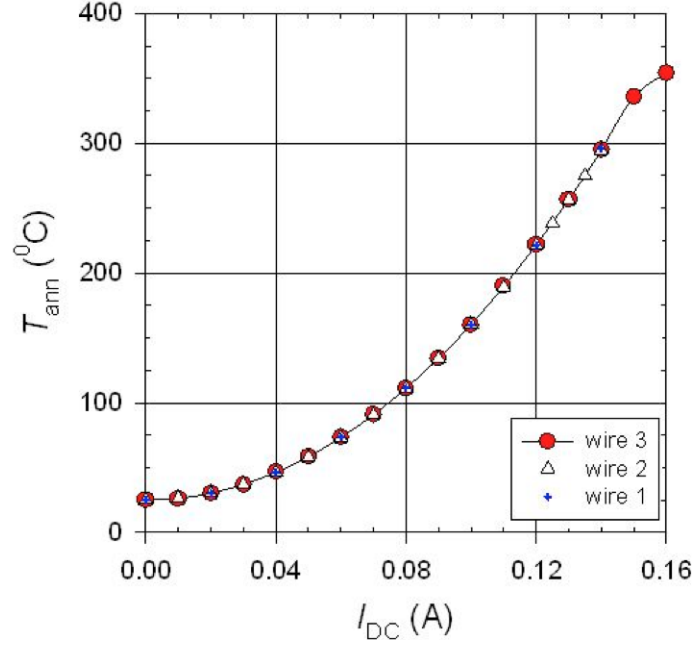


Figure D.3 Mesures expérimentales de la température des microfils en fonction du courant  $dc$  appliqué (Rudkowska, 2012).

TABLEAU D.1 Diamètre et résistance des microfils de CoFeSiBNb à la température de Curie et à 100°C

|         | Diamètre  | $^{\dagger}R_{100^{\circ}C}$ | $R_{Curie}$ |
|---------|-----------|------------------------------|-------------|
| Fil No. | $[\mu m]$ | $[\Omega]$                   |             |
| 1       | 37.5      | 47.1                         | 48.4        |
| 2       | 38.6      | 44.3                         | 45.4        |
| 3       | 38.1      | 45.8                         | 47.0        |

$^{\dagger}$  Déduts à partir des figures 9 du rapport interne (Rudkowska, 2012).

En se référant aux mesures de résistances à la température de Curie, le coefficient de transfert thermique

$$h = \frac{1}{A} \frac{R(T) I^2}{(T - T_0)} \quad (D.4)$$

peut être déduit. Il s'établit ainsi que

$$h = (3.0 \pm 0.2) \cdot 10^6 \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^\circ\text{C}} \right]. \quad (\text{D.5})$$

Finalement, l'équation D.2 permet d'exprimer la densité de courant  $J = I/A$ , nécessaire pour élever à la température  $T$  l'échantillon, d'où

$$J = \left( \frac{h}{A R(T)} (T - T_0) \right)^{1/2}. \quad (\text{D.6})$$

Le résultat D.6 s'applique au traitement de recuit. Dans ce cas, pour une température de recuit de  $T = 100^\circ\text{C}$  (voir tableau D.1) et une température pièce de  $T_0 = 25^\circ\text{C}$ , la densité de courant de recuit s'établit, en supposant que le coefficient de transfert thermique est constant en fonction de la température, à

$$\bar{J} = 0.066 \left[ \frac{\text{mA}}{\mu\text{m}^2} \right]. \quad (\text{D.7})$$

La figure D.4 illustre le comportement attendu en température pour des microfils de différents diamètres en fonction du courant  $dc$ . À noter que la variation de  $R$  en fonction de  $T$  n'a pas été prise en compte. La résistance a été calculé par

$$R = \frac{4 \rho l}{\pi d^2} \quad (\text{D.8})$$

avec  $l$  la longueur,  $\rho$  la résistivité et  $d$  le diamètre.

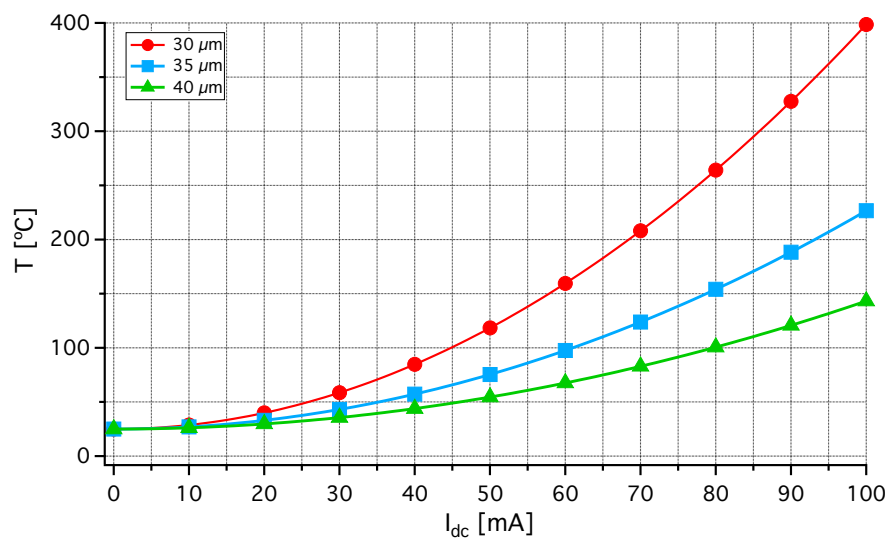


Figure D.4 Calcul de la température des microfils amorphes en fonction du courant appliqué dans des conditions d'une résistivité de  $140 \mu\Omega\text{cm}$ , une longueur de 4 cm et une température de référence  $25^\circ\text{C}$ .

## ANNEXE E Carte de conditionnement pour la mesure de la densité spectrale de bruit

La carte de conditionnement utilisée pour les mesures de la densité spectrale de bruit a été développée par L. Ding, dans le cadre de ses travaux de thèse (Ding, 2008). Un schéma conceptuel est présenté à la figure E.1 et ses composantes détaillées au tableau E.1.

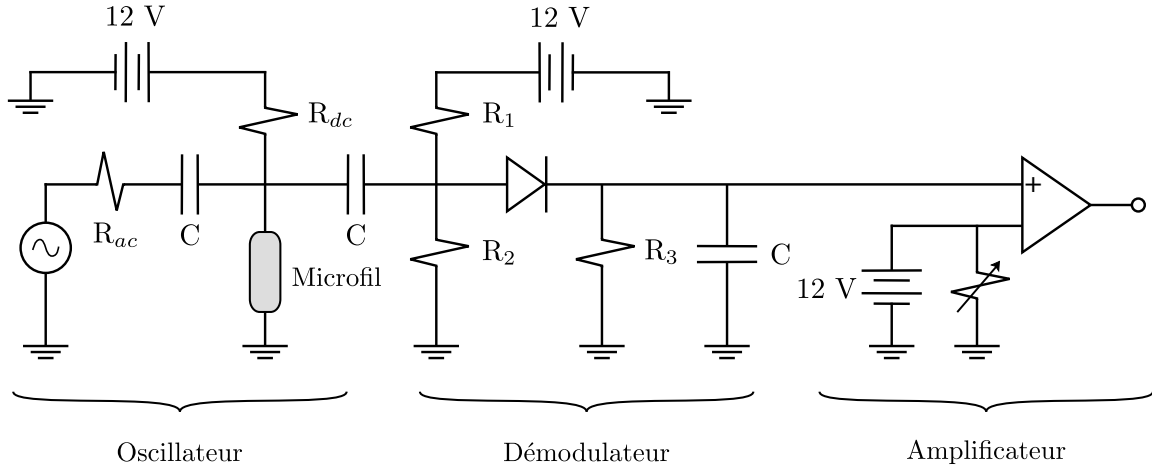


Figure E.1 Schéma de la carte de conditionnement pour la mise en oeuvre des mesures de la densité spectrale de bruit des capteurs.

La carte se divise en trois étages, soit l'oscillateur, le démodulateur et l'amplificateur. L'oscillateur excite en courant  $ac$ ,  $dc$  et en fréquence le microfil. Le démodulateur pic supprime la porteuse et ne récupère que l'enveloppe de la tension aux bornes de l'échantillon. Un amplificateur applique un gain au signal différentiel  $V_{MIG} - V_{ref}$ , d'où à la sortie, une tension proportionnelle au champ appliqué est obtenue.

TABLEAU E.1 Valeur des composantes de la carte de conditionnement pour les mesures de la densité spectrale de bruit.

| $R_{ac}$ | $R_{dc}$ | $R_1$         | $R_2$ | $R_3$ | $C$  |
|----------|----------|---------------|-------|-------|------|
|          |          | [k $\Omega$ ] |       |       | [nF] |
| 1        | 4.7      | 13            | 1     | 10    | 1    |

## ANNEXE F Dessin technique des portes-échantillons

Le dessin technique des portes-échantillons développé est présenté à la figure F.1, suivi du tableau F.1 affichant ses dimensions. Les plaquettes ont été produites par Circuits Imprimés de la Capitale dans la ville de Québec. Les détails du support sont discutés à la section 3.5.

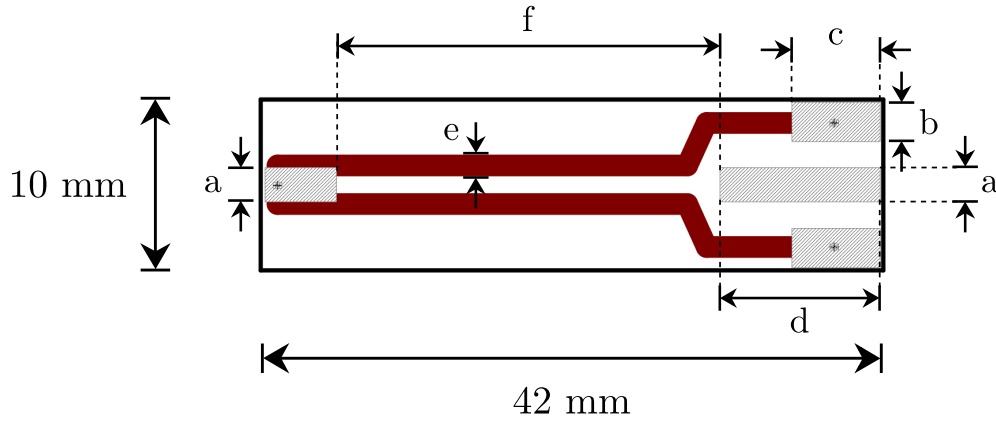


Figure F.1 Schéma technique des portes-échantillons conçu pour les études en magnétométrie à haute sensibilité.

TABLEAU F.1 Dimensions techniques des porte-échantillons.

| a    | b    | c    | d    | e    | f    | [mm] |
|------|------|------|------|------|------|------|
| 2.00 | 2.30 | 5.00 | 11.0 | 1.27 | 22.0 |      |

La connectivité des échantillons se fait à partir d'un connecteur de type *SMA* installé sur à l'extrémité droite de la plaquette (fig. F.1). Un schéma technique des connecteurs est présenté à la figure F.2 alors que le tableau F.2 présente leurs caractéristiques.



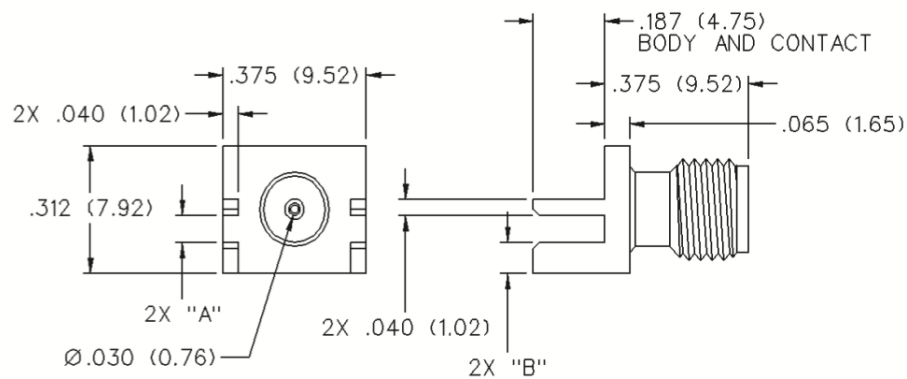


Figure F.2 Schéma technique du connecteur SMA des portes-échantillons. En parenthèse les mesures sont en millimètres (CINCH, 2015).

TABEAU F.2 Caractéristiques du connecteur SMA des portes-échantillons.

|                          |                                          |
|--------------------------|------------------------------------------|
| Connecteur SMA           | J502-ND (Pièce DigiKey)                  |
| Matériau                 | Laiton avec entrée connecteur plaqué or. |
| Impédance                | 50 $\Omega$                              |
| Fréquence Max            | 18 GHz                                   |
| Tolérance en température | -65°C à 165°C                            |

## ANNEXE G Caractérisation du montage expérimental pour la mesure de la densité spectrale de bruit

Quatre résistances fantômes non-magnétiques de 20, 40, 60 et 80  $\Omega$ , ont été utilisées afin de caractériser le montage pour la mesure de la densité spectrale de bruit des magnétomètres à 2.5 mA<sub>cc</sub>, 2.5 mA<sub>dc</sub> et 10 MHz. Un exemple de densité spectrale de bruit est présenté à la figure G.1.

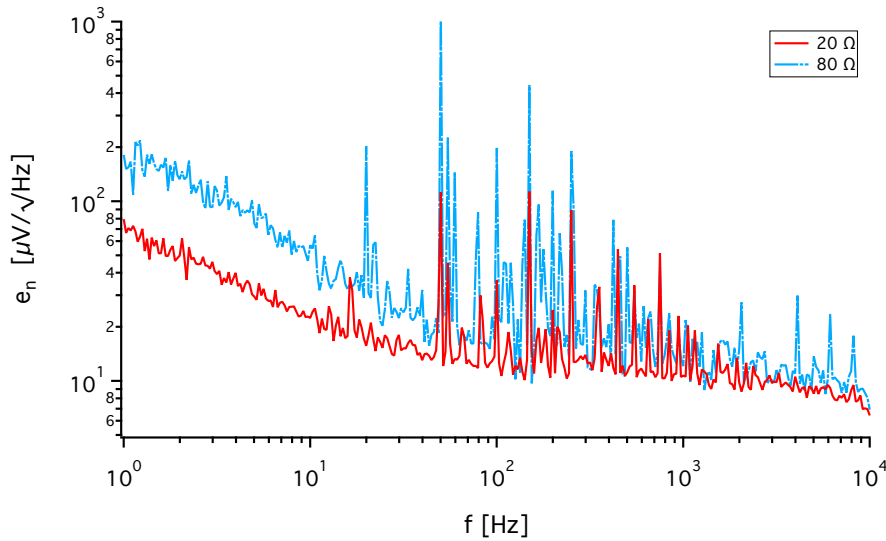


Figure G.1 Densité spectrale de bruit de fantômes caractérisant le montage expérimental. (2.5 mA<sub>cc</sub>, 2.5 mA<sub>dc</sub>, 10 MHz).

Le comportement obtenu évoque (fig. G.2) que dans la zone de bruit blanc le bruit électronique de l'instrumentation domine celle des fantômes alors qu'à 1 Hz, l'excès de bruit est fortement influencé par la charge appliquée.

La relation empirique s'établit entre l'excès de bruit de l'instrumentation en fonction de la charge appliquée, permet de formuler la relation empirique

$$e_{1Hz}^2 = 0.57 R - 8.86. \quad (G.1)$$

Cette relation est réutilisée dans la discussion des résultats à la section 4.2.

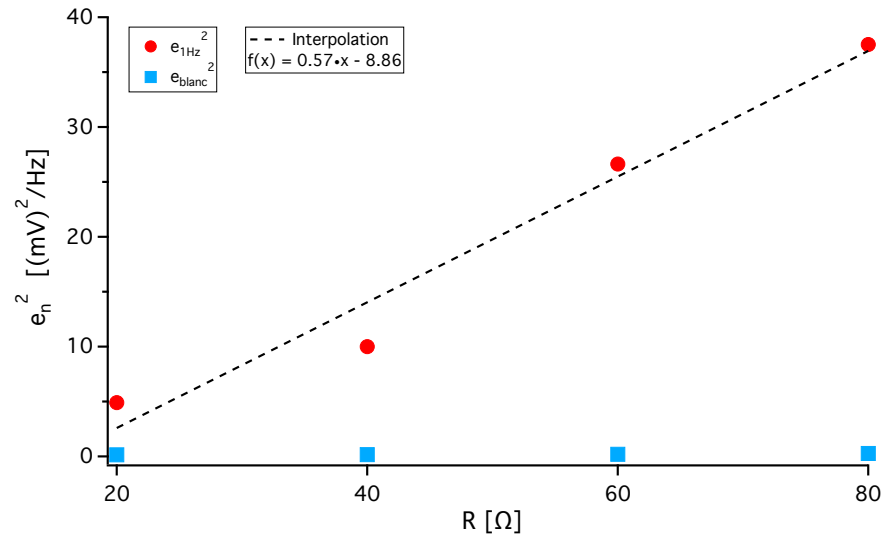


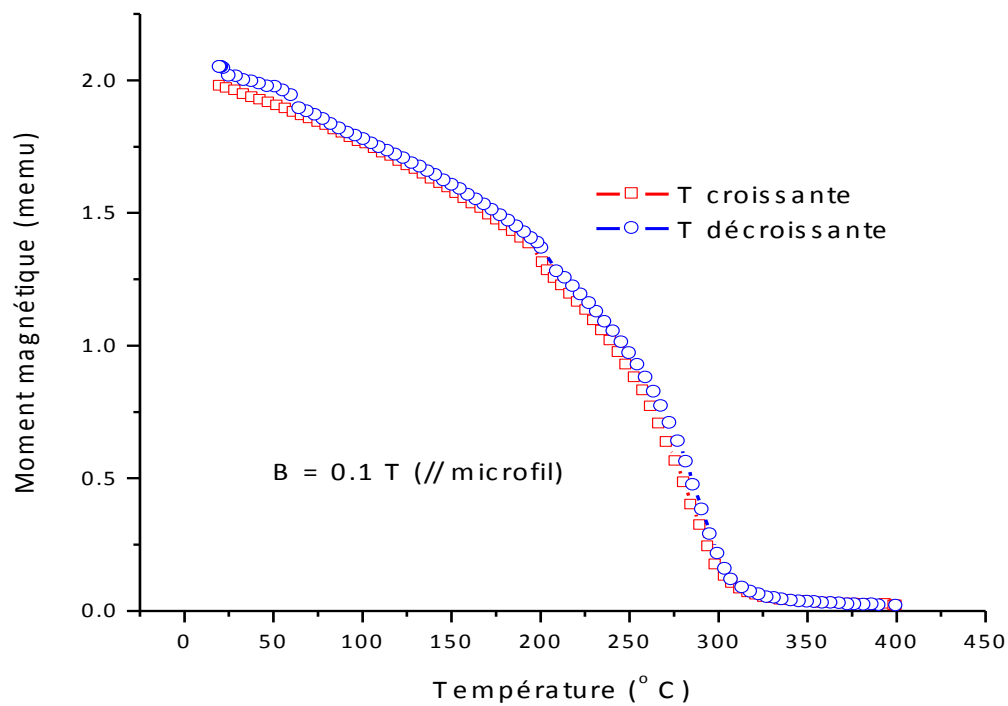
Figure G.2 Caractérisation en bruit du montage expérimental avec des charges fantômes. (2.5 mA<sub>cc</sub>, 2.5 mA<sub>dc</sub>, 10 MHz).

## ANNEXE H Revue des propriétés physiques des microfils amorphes

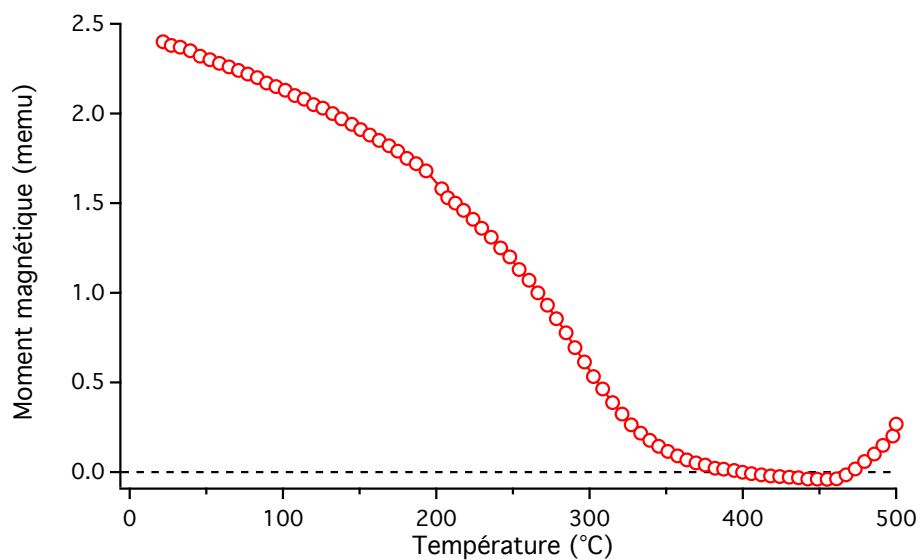
Une revue des propriétés physiques des microfils mesurées par différents auteurs, est présentée au tableau H.1.

TABLEAU H.1 Revue des propriétés physiques des microfils de  $\text{Co}_{80.89}\text{Fe}_{4.38}\text{Si}_{8.69}\text{B}_{1.52}\text{Nb}_{4.52}$ .

|                                     | Symbole       | Valeur           | Unité                                        | Détails                                               |
|-------------------------------------|---------------|------------------|----------------------------------------------|-------------------------------------------------------|
| Diamètre                            | d             | $33 \pm 5$       | $\mu\text{m}$                                | Section 3.2.1                                         |
| Résistance normalisée               | $\frac{R}{l}$ | $16 \pm 3$       | $\Omega/\text{cm}$                           | Section 3.2.2                                         |
| Résistivité                         | $\rho$        | $142 \pm 10$     | $\mu\Omega\text{cm}$                         | <i>Idem</i>                                           |
| Aimantation à saturation            | $M_s$         | $563 \pm 85$     | A/m                                          | Section 3.4.3                                         |
| Champ coercitif                     | $H_c$         | $11 \pm 3$       | A/m                                          | <i>Idem</i>                                           |
| Coefficient d'approche à saturation | b             | $0.30 \pm 0.03$  | –                                            | <i>Idem</i>                                           |
| Températures Curie                  | $T_c$         | $298 \pm 3$      | $^{\circ}\text{C}$                           | (Seddaoui, 2014) (Voir fig. H.1)<br>(Rudkowska, 2012) |
| Cristallisation                     | $T_{\alpha}$  | $363 \pm 13$     | $^{\circ}\text{C}$                           | <i>Idem</i>                                           |
| Coefficient de transfert thermique  | h             | $3.0 \pm 0.2$    | $\frac{\text{MW}}{\text{m}^{\circ}\text{C}}$ | Annexe D                                              |
| Coefficient de magnétostriction     | $\lambda$     | $-0.11 \pm 0.02$ | $10^{-6}$                                    | (Rudkowska, 2012) (Voir fig. H.2a)                    |
| Module de Young                     | E             | $115 \pm 10$     | GPa                                          | (Rudkowska, 2013) (Voir fig. H.2b)                    |



(a)



(b)

Figure H.1 Mesures du moment magnétique d'un microfil amorphe en fonction de la température (a) à 0.1 T et (b) 1 T (Seddaoui, 2014).

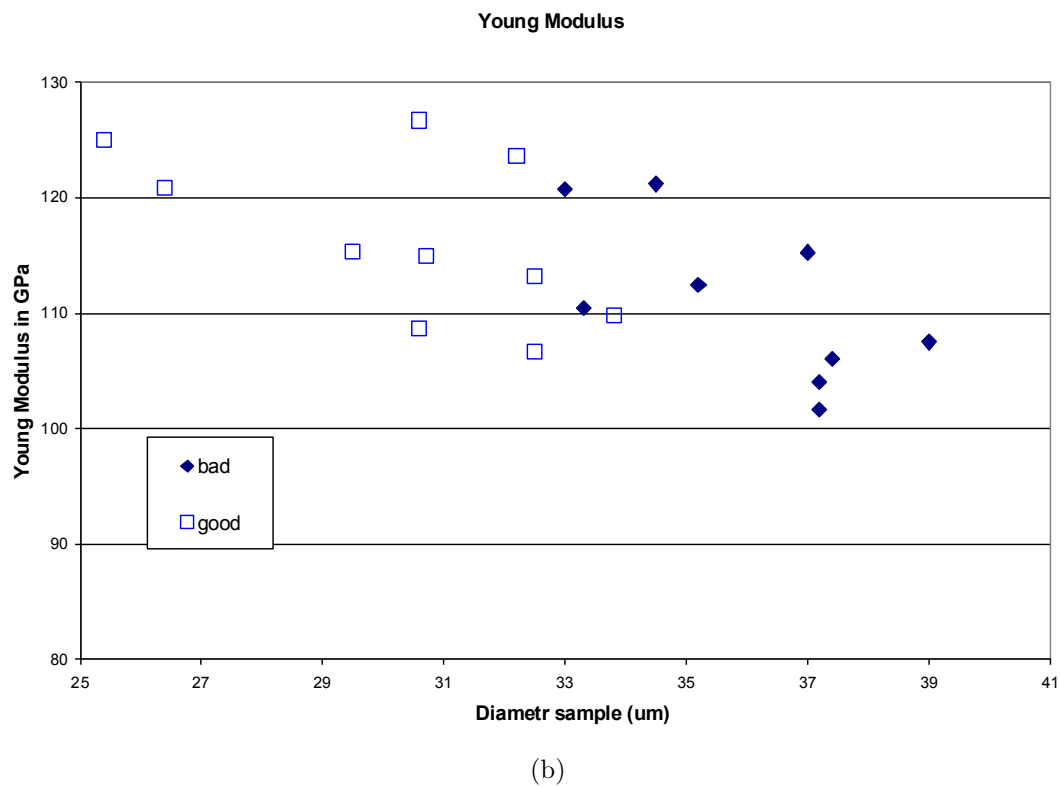
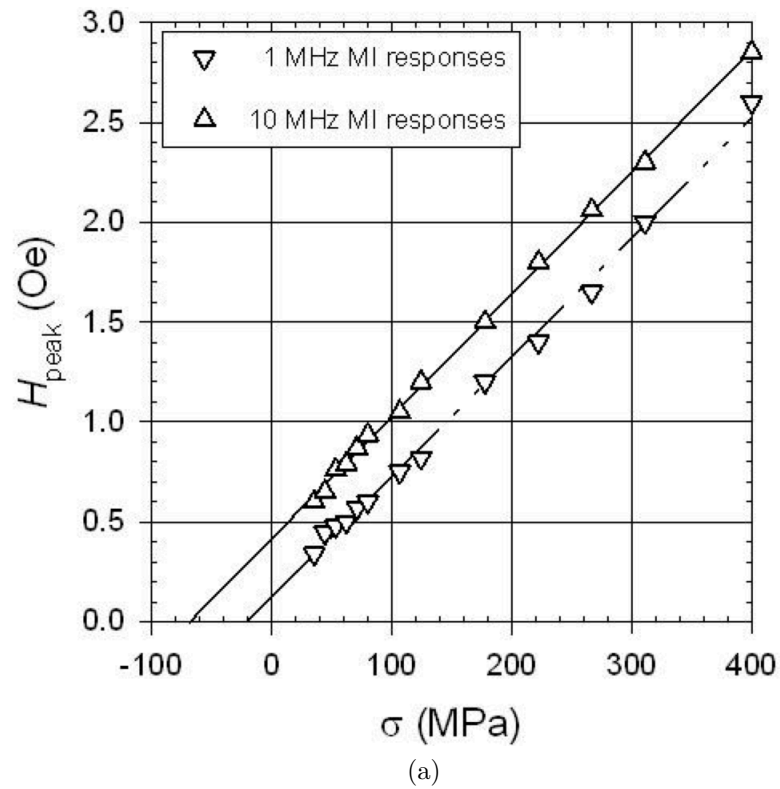


Figure H.2 (a) Mesure du champ d'anisotropie en fonction de la contrainte appliquée (Rudkowska, 2012) (b) Mesure du module de Young de microfils amorphes en fonction du diamètre (La distinction *good* et *bad* est impertinente dans le contexte.) (Rudkowska, 2013).